

平成 27 年度 修士論文

グレージング複合体周りの熱・気流性状に関する研究

首都大学東京大学院

都市環境科学研究科 建築学域

14886434 村井雄一

指導教員 永田明寛

目次

第 1 章	序論	
1.1	研究の背景	・・・ 1
1.2	既往の研究	・・・ 1
1.3	研究の目的	・・・ 5
1.4	論文の構成	・・・ 5
第 2 章	実験と CFD 解析の概要と妥当性の検討	
2.1	諸言	・・・ 8
2.2	実験の概要	・・・ 8
2.3	CFD 解析の概要	・・・ 12
2.4	実験と CFD 解析の妥当性の検討	・・・ 35
第 3 章	ブラインドモデルの CFD 解析	
3.1	諸言	・・・ 41
3.2	実験概要	・・・ 41
3.3	CFD 解析	・・・ 42
3.4	CFD 解析と実験の比較	・・・ 46
第 4 章	試験体と計算メッシュの改良	
4.1	諸言	・・・ 57
4.2	実験概要	・・・ 57
4.3	CFD 解析	・・・ 65
第 5 章	CFD 解析によるケーススタディ	
5.1	諸言	・・・ 85
5.2	スラット角度を変えたスタディ	・・・ 85
5.3	温度差を変えたスタディ	・・・ 95
5.4	ガラス-ブラインド間の距離変えたスタディ	・・・ 98
第 6 章		
	結論	・・・ 102
	参考文献	・・・ 104
	謝辞	・・・ 106

第1章

序論

1.1 研究の背景

建築における開口部からの熱の流入・流出は大きな割合を占める。そのため、開口部の遮熱・断熱性能を向上することで室内外の熱移動を少なくし、夏季・冬季における空調負荷を減らすことは重要であると考えられている。この開口部の熱性能を向上させる手法はいくつかある。まず、サッシの断熱性向上やガラスの複層化、低放射化など窓自体の熱性能を上げる方法である。そして、もう一つの手法として、ロールスクリーンなどの付属物で窓との間に中空層をつくり、空気層によって断熱・遮熱を図る方法がある。

近年、国内では省エネルギー基準改定¹⁾で PAL 値の見直しなどが行われるなど、開口部の熱性能評価の必要性が高まっている。国際規格においては、付属物を含めた窓全体の日射特性の計算方法に関しては ISO15099²⁾の中で提案されている。しかし、国内においてそれらの計算方法・試験方法は JIS では確立されておらず、整備が求められる。本研究では、オフィス・住宅において一般的に用いられる窓の付属物としてベネシャンブラインドを対象とする。

1.2 既往の研究

国内のブラインドの遮熱に関する計算方法で最も早いものは、木村幸一郎らの研究³⁾である。その後、木村建一らの研究⁴⁾で ASHRAE の前身である ASHVE の窓とブラインドの日射熱侵入量に関する重要な資料となっている G.V.Parmelee らの研究⁵⁾を基に、ブラインドとガラスの組み合わせによる日射熱侵入量の検討がおこなわれた。また、木村はスラット角度によって日射取得が変化することを日射熱試験装置により実験的に明らかにした⁶⁾。

その後、井上らによりブラインドを取り付けた室の年間日射熱取得に関する研究が行われた⁷⁾。以降、ブラインドに関する研究は日射制御による室内の照度と、それによる省エネルギー性の研究が増える。なお、オフィスビルなどで用いられている外付けブラインドやダブルスキン・エアフローウィンドなどの窓システムとブラインドの組み合わせの研究もこの頃より増えるが、本研究で取り扱わないため、省略する。

ブラインドと窓の伝熱機構は林らの研究⁸⁾によって定式化される。太陽との位置関係とスラット角度から理論的に相互放射の解析が行われ、対流・放射を分離が可能となった。

近年では、計算機の高速化を背景に数値流体力学(以下 CFD)を用いた建築室内の温度・気流予測が多く行われるようになった。ブラインド周りの気流性状についても武政ら⁹⁾により、CFD 解析と実験の比較が行われた。その結果、解析値と実験値で概ね温度分布は一致していた。また、CFD 解析結果の熱移動量をマクロモデルの高度化につなげる試みもされた。

ISO15099 に基づいたブラインドの熱性能評価法に関する研究として,勝亦,西川らの研究^{10)~11)}がある.ここでは,ISO15099 の計算方法と実験値を比較・検討した.熱性能については概ね実験と計算で一致したが,上下温度分布に差があった.この差はブラインドの形状が窓-ブラインド間の中空層と室内側空気との換気に影響を与えたためだと考えられる.

以上のようにブラインドを有する開口部の熱性能については様々な研究が行われてきた.特に本研究で対象とする対流による熱移動については以下のようなモデル化が行われてきた.

・石倉,林らのモデル¹²⁾

7 分割モデルと 2 分割モデルが提案されている.

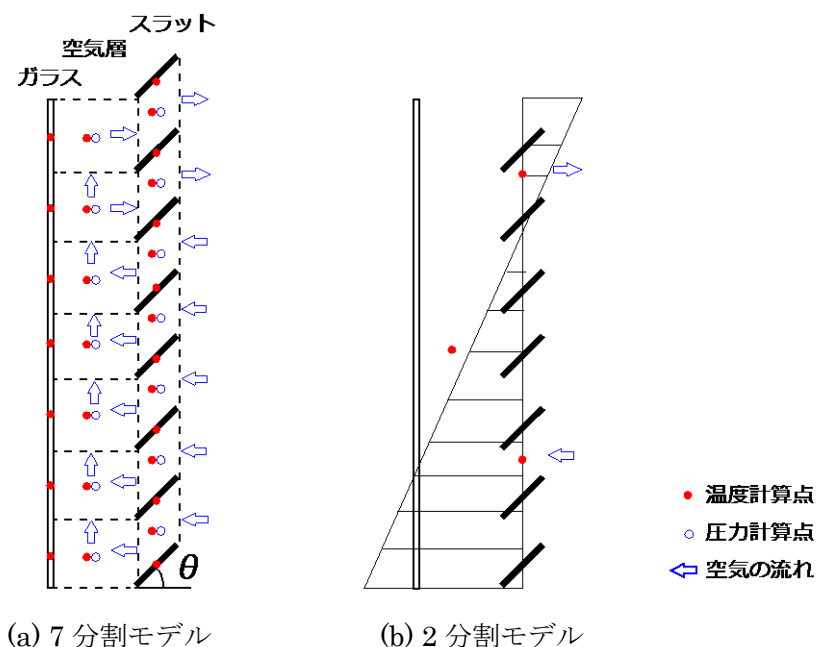


図 1-1 石倉,林らのモデル

a) 縦方向に 7 分割するモデル

図 1-1(a)のように温度,圧力の節点とスラット間,空気層の空気の流れを設定する.室内,スラット間,空気層の圧力差による通過風量を求める.スラットと空気層の流量収支,熱収支を解き,各点での風速・温度を求める.

b) 上下 2 分割モデル

ガラス,空気層は 1 節点,スラットは流入と流出の 2 節点を設定する.空気層の圧力差分布と流速分布を図 1-1(b)のように仮定する.流入流量の流量を積分し,流量収支を解ことで,中

第1章 序論

性帯を求める.その後,中性帯以下のスラットを流入側スラット,中性帯以上のスラットを流出側スラットとして,スラット間の熱収支を解くことで,温度と風速を求める.

・ 稲沼,石野のモデル^{13)・14)}

稲沼,石野の図 2-2 のように温度節点を設定する.空気の流れについては,煙突効果により生じるものとし,流れの向きを下部から流入し,上部から流出すると仮定する.

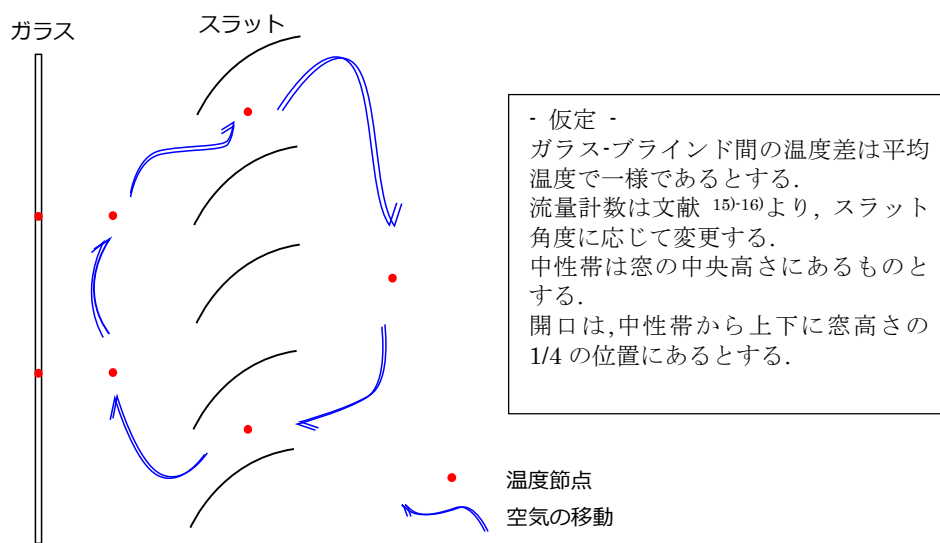


図 1-2 稲沼,石野らのモデルにおける対流による熱移動の計算方法

・ ISO15099 のモデル

ISO15099 の概要を図 1-3 に示す.ガラス・遮蔽物間の中空層に通気がある場合,図 1-4 のように対流成分を分け,以下の熱収支式を解く.

$$q_{vl} = q_{cv,f} + q_{cv,b} \quad (1-1)$$

中空層の高さ x における温度は以下の式で表される.

$$T_{gap}(x) = T_{av} - (T_{av} - T_{gap,in})e^{-\frac{x}{H_0}} \quad (1-2)$$

(1-1)~(1-3)式から得られる特性高さ(1-4)式を求める

$$q_{vl} = \rho \times Cp \times \varphi_{cv}(T_{gap,in} - T_{gap,out}) \quad (1-3)$$

$$H_0 = \frac{\rho \times Cp \times b}{2h_{cvl}} \times V \quad (1-4)$$

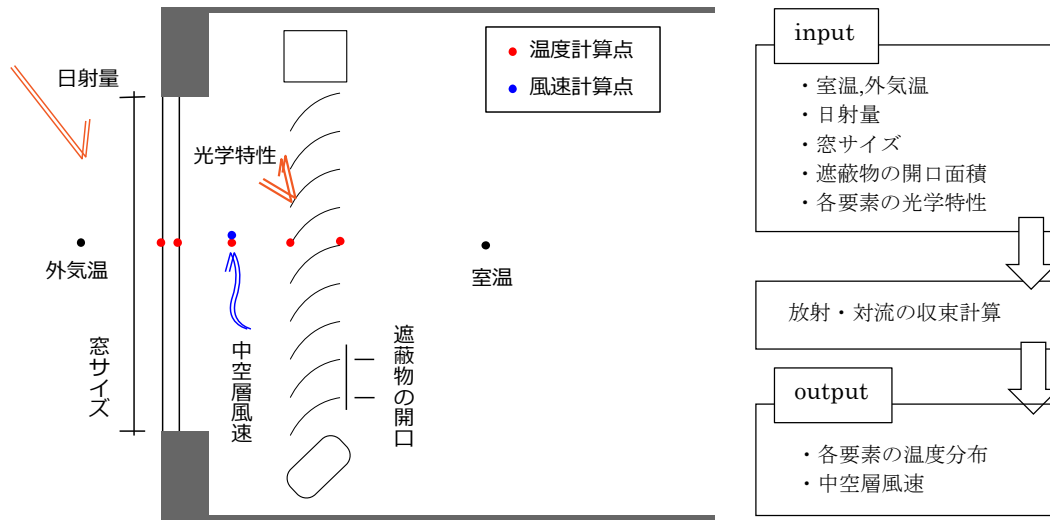
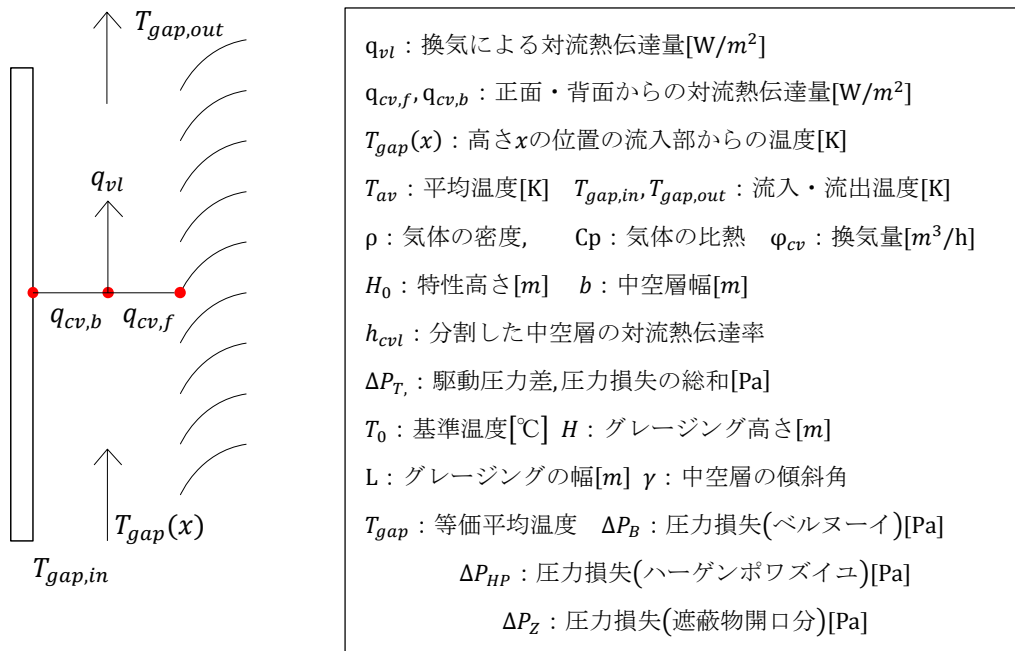


図 1-3 ISO15099 の計算概要



発生する駆動圧力差(1-5)と中空層の圧力損失の総和(1-6)を以下の式で表す。

$$\Delta P_T = \rho_0 \times T_0 \times g \times H \times |\cos \gamma| \times \frac{(T_{gap} - T_{room})}{(T_{gap} \times T_{room})} \quad (1-5)$$

$$\Delta P_T = \Delta P_B + \Delta P_{HP} + \Delta P_Z \quad (1-6)$$

(駆動圧力差)=(総圧力損失)の関係から中空層風速を算出し,再び式(1-2),(1-4)に戻し,収束計算を行うことで,各節点の温度を求める。

1.3 研究の目的

既往研究を基に本研究では、ブラインドの形状による熱・気流性状がガラス・ブラインド間の中空層と室内側空気との換気へ与える影響を明らかにすることを目的とする。その際に自然対流の駆動力となるガラス・ブラインド間の温度差は各部位の熱性能によって様々である。この温度差に着目し、ケーススタディを行う。その際に熱・気流性状を把握する方法として、気流可視化実験と CFD 解析の結果を行う。また、それらを比較することで妥当性、問題点を明らかにする。CFD 解析については自然対流についての既往の研究やデータベースと比較を行い、正確な解析手法を選択し、適応する。

1.4 論文の構成

第1章では、研究の背景とブラインドを有する開口部の熱性能に関する既往の研究を列挙する。また、既往研究から問題点を明らかにし、本研究の目的を述べる。

第2章では、気流可視化実験について取り上げる。試験体の製作、実験方法について述べる。また、CFD 解析について、基礎式から乱流モデルの導出を行った上で、離散化スキームなどの検討を行う。また、試験体と解析方法の妥当性を比較するため、ブラインドをアルミパネルに置き換え、実験と実験に基づいた条件で CFD 解析を行う。また、公開されているデータベースと比較することでその妥当性を確認する。

第3章では、ブラインドモデルの CFD 解析の妥当性を確認する。事前実験の温度分布を境界条件として、乱流モデルについて LES と RANS モデルを比較する。

第4章ではガラス・ブラインドの温度差を変更したケースで実験と CFD 解析を行い、その熱・気流性状を明らかにする。

第5章では、CFD 解析を用いたケーススタディを行う。スラット角度、ガラス・ブラインド間の温度差、距離をパラメーターとした解析結果から、各パラメーターがどのように流入流出風量(換気量)に影響を与えるのか明らかにする。

第6章では、本研究の総括として、得られた知見と今後の課題を述べる。

第1章 序論

第1章の参考文献

- 1). 建築環境・省エネルギー機構：平成 25 年省エネルギー基準に準拠した算定・判断の方法及び解説（Ⅰ 非住宅建築物）第二版, pp513-546
- 2). ISO 15099 : Thermal performance of windows, doors and shading devices — Detailed calculations
- 3). 木村幸一郎, 木村建一：ルーバーの遮熱的性質に関する研究, 日本建築学会論文報告集, pp59-64, 1959
- 4). 木村建一：ヴェネシヤンブラインドの遮熱効果検討の一方法, 日本建築学会研究報告, pp301-304, 1960
- 5). Parmelee, G.V. & Aubel, W.W. : The Shading of Sunlit Glass – An Analysis of the Effect of Uniformly Spaced Flat Opaque Slats, A.S.H.A.V.E Transactions, 1952
- 6). 木村建一：内側ヴェネシヤンブラインドの伝熱機構簡略化のための実験, 日本建築学会論文報告集 号外 学術講演要旨集 , pp491, 1967
- 7). 井上宇市, 田辺四郎, 田中辰明, 宮川保之：ヴェネシヤンブラインドのある窓からの年間日射熱取得, 日本建築学会関東支部第 39 回学術研究発表会学術研究発表会梗概集, pp205-208, 1968
- 8). 林徹夫, 片山忠久, 浦野良美, 渡辺俊行, 塩月義隆：ブラインドを含む窓面の伝熱機構の定式化, 日本建築学会研究報告. 九州支部. 2, 環境系, pp121-124, 1988
- 9). 武政祐一, 倉渕隆, 深川裕嗣, 加藤正宏：CFD を用いた室内ブラインドの熱伝達に関する研究：低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ 二方程式モデルによる対流熱伝達率の予測, 日本建築学会環境系論文集, pp35-42, 2006
- 10). 勝亦俊, 西川祥子, 佐久間英二, 木下泰斗, 二宮 秀與二宮：グレーディング複合体の熱性能計算法に関する研究 その 1~2, 日本建築学会大会学術講演梗概集, D-2, 2013
- 11). 勝亦俊, 西川祥子, 佐久間英二, 木下泰斗, 二宮 秀與二宮：グレーディング複合体の熱性能計算法に関する研究 その 3~4, 日本建築学会大会学術講演梗概集, D-2, 2014
- 12). 石倉昌幸, 林徹夫, 片山忠久, 谷本潤, 萩島 理：ブラインドを含む窓面伝熱機構の解析 その 7 放射と換気の達成シミュレーション, 日本建築学会大会学術講演梗概集, D-2, pp1-2, 1999
- 13). 稲沼實, 石野久彌：窓面に入射する日射熱移動に関する研究 その 1 横型ブラインドのある窓の日射遮蔽係数算定時の日射熱移動モデル式の同定, 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集, pp1253-1256, 1999

第1章 序論

- 14). 稲沼實, 石野久彌: 屋内用横型ブラインドの日射遮蔽係数に関する実験的研究, 日本建築学会計画系論文集, pp85-91, 1999
- 15). 渡辺要編: 建築計画原論 III, p200, 丸善, 1978.12
- 16). 幸田章: 建築環境工学原論, p49, 彰国社, 1985.4

第2章

実験と CFD 解析の概要と妥当性の検討

2.1 諸言

本章では、気流可視化実験に用いる試験体と CFD 解析の概要について述べる。また、ブラインドをアルミパネルに置き換えた平行平板モデルで実験と CFD 解析を行い、データベースと比較することで、その妥当性を確認する。

2.2 実験の概要

グレーディング複合体周りの気流には、室内の空調方法やブラインドの設置状況など様々な要因が影響を及ぼす。まずは、それらの要因をなるべく排除した状態でブラインドの形状が自然対流に及ぼす影響を把握するために 2 次元的な断面の試験体を作成した。図 2-1 に示すように試験体は発熱ガラス、ブラインド、冷却板、断熱材の天井・床で構成される断面を有する。発熱ガラスには金属膜が貼ってあり、通電することで日射による発熱を模擬することができる。同様に、ブラインドについてもスラット一枚ごとにニクロム線を這わせており、通電することで発熱する。冷却板については、アルミ板にペルチェ素子を取り付けることで吸熱をする(図 2-2)。

気流可視化と流速の解析には、粒子画像流速測定法(Particle Image Velocimetry, 以下:PIV 解析)を用いる。PIV 解析とは、トレーサーガスが投入された流れ場にレーザーシートを照射することで、非接触で 2 次元断面の気流可視化を行い、連続的に撮影された画像を処理することで、その流速を把握することが可能な手法である。図 2-3 に PIV 装置の概要を示す。実験は首都大学東京の人工気候室内の住宅の 2 階で行った(図 2-4)。

温度・熱流については熱電対と熱流センサーを用いて行った。図 2-5 に測定点・撮影位置を示す。測定機器などは表 2-1 に記す。気流を可視化する断面は試験体の中央に設定している。熱電対や熱流センサーなどは気流に影響を与えるため、流れ場の 2 次元性を仮定して、可視化する断面から離して設置している。

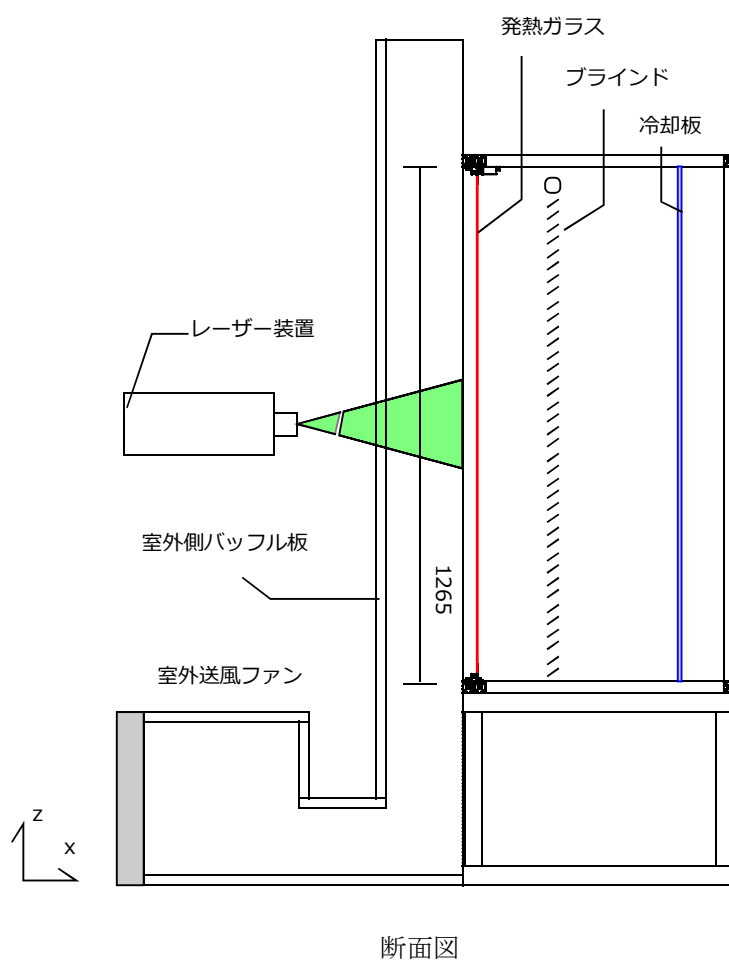
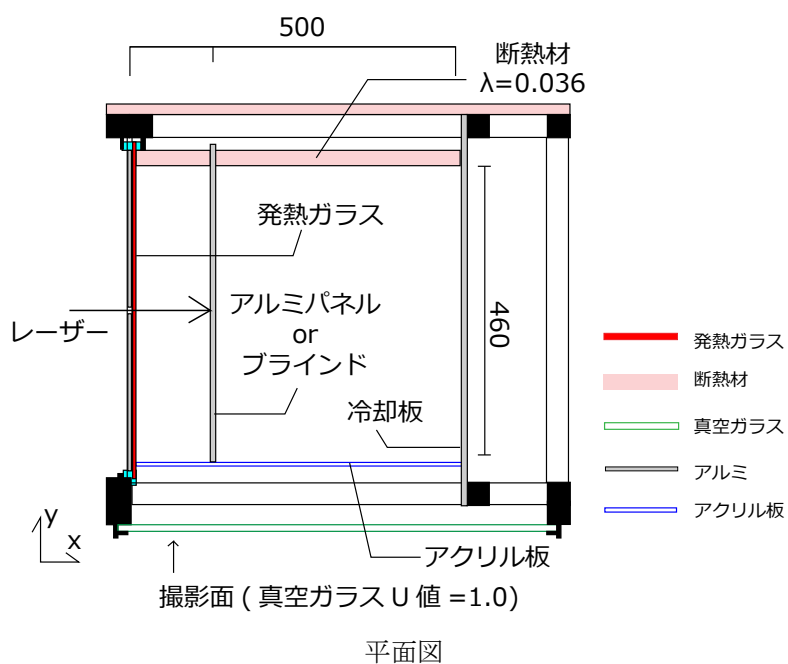


図 2-1 試験体概要

表 2-1 気流可視化実験装置概要

測定項目	測定機器	
表面温度	熱電対	T型熱電対(線径=0.2mm)
	データロガー	江藤電気製 CADAC3
通過熱流量	熱流センサー	江藤電気製 M55A(50×50mm)
気流性状	トレーサー粒子	Antari製HXL-1(油性ヘイズリキッド)
	レーザー照射装置	DANTEC製 RayPower2000(波長=525nm)
	CCDカメラ	DANTEC製 SpeedSence9040
	解析ソフトウェア	DANTEC製 Dynamic Studio

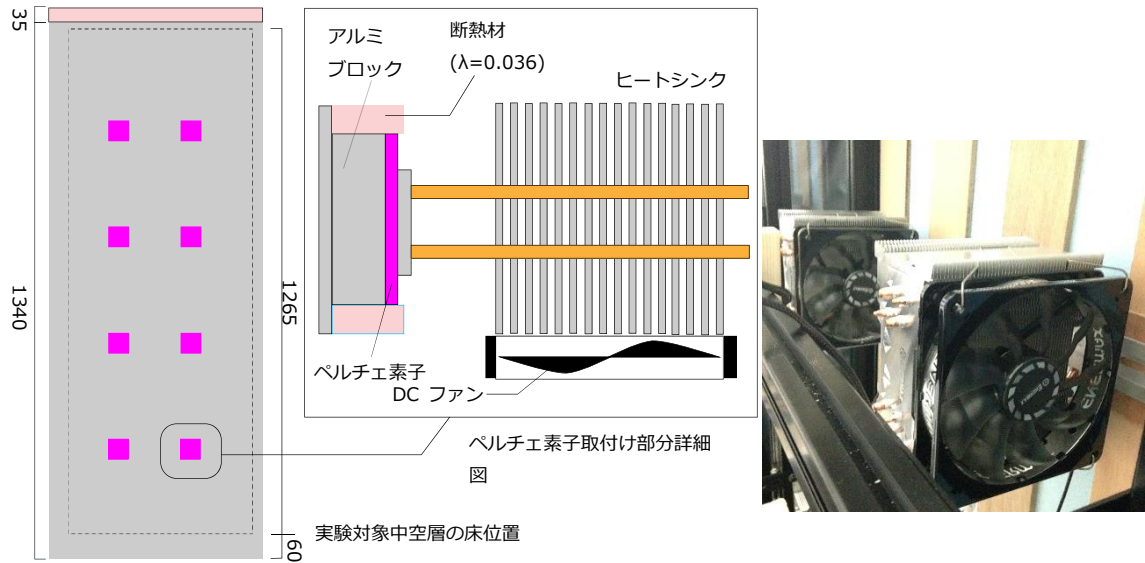


図 2-3 冷却板概要

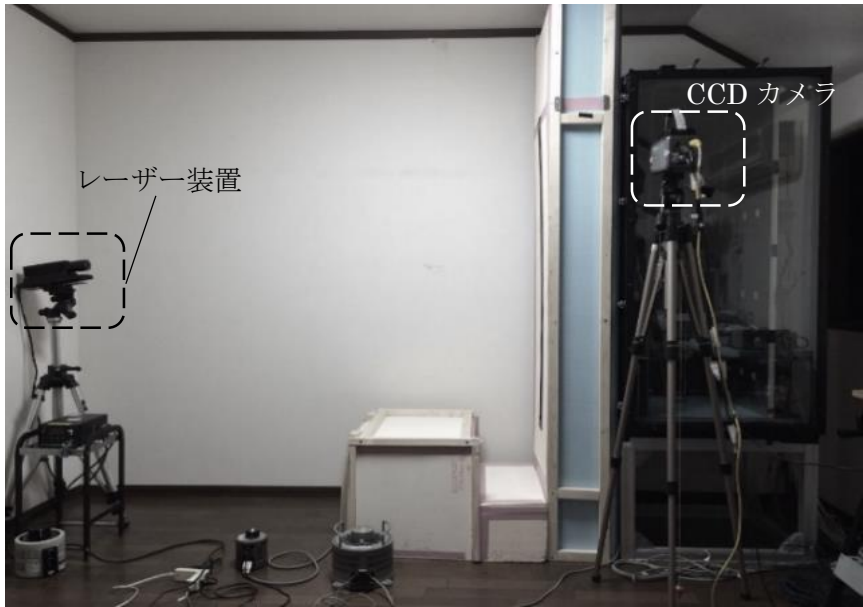
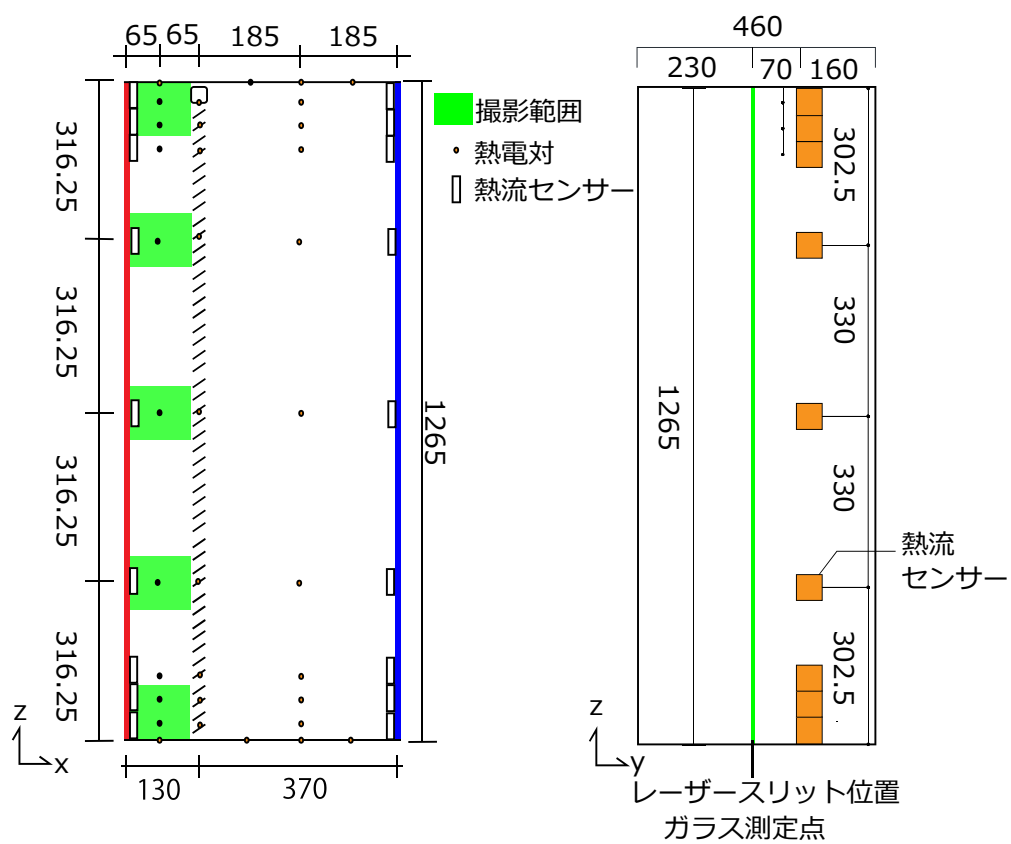


図 2-4 試験体撮影時の様子



発熱ガラス熱流センサー設置位置

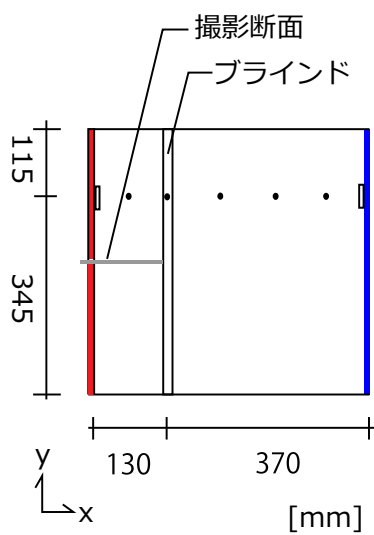


図 2-5 測定点・撮影範囲

2.3 CFD解析の概要

(1). 基礎方程式

①. 連続の式

密度 $\rho[\text{kg}/\text{m}^3]$, x, y, z 方向の流速を u, v, w とする. このとき dt 時間内に x 方向から $\delta y \delta z$ を通して微小部分に流入する流体の質量は, 図 2.3.1 より

$$\rho u \delta y \delta z dt \quad (2.1)$$

であり, 微小部分から流出する質量は

$$\rho u \delta y \delta z dt + \frac{\partial \rho u}{\partial x} \delta x \delta y \delta z dt \quad (2.2)$$

である. 左の項は x での質量, 右の項は $x + \delta x$ での質量増分である. この微小部分の内部に残る質量は, 流入した質量から流出する質量を差し引いたものであるから, 式(2.3.1)と(2.3.2)の差を取った

$$\rho u \delta y \delta z dt - \left(\rho u \delta y \delta z dt + \frac{\partial \rho u}{\partial x} \delta x \delta y \delta z dt \right) = - \frac{\partial \rho u}{\partial x} \delta x \delta y \delta z dt \quad (2.3)$$

となる. 同様に, y, z 方向でも求めることができる.

$$y \text{ 方向 : } - \frac{\partial \rho v}{\partial y} \delta y \delta x \delta z dt \quad (2.4)$$

$$z \text{ 方向 : } - \frac{\partial \rho w}{\partial z} \delta y \delta x \delta z dt \quad (2.5)$$

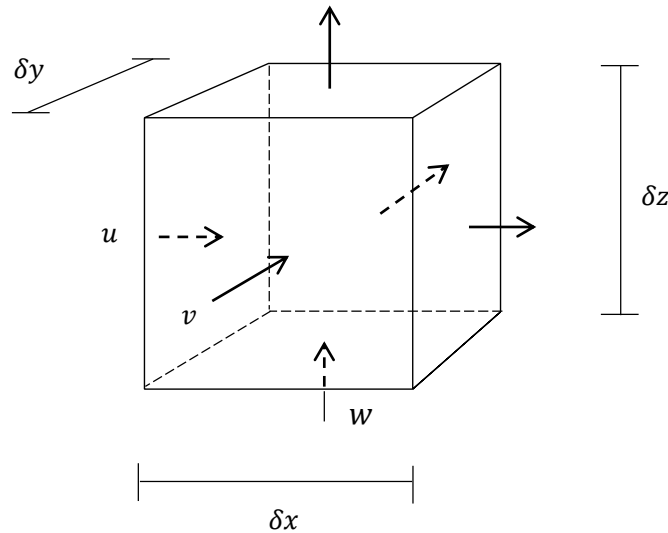


図 2-5 微小立方体と各方向の流速

また,この微小部分の最初の質量は,

$$\rho \delta x \delta y \delta z \quad (2.6)$$

であり,dt時間後の密度の変化分は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} dt \delta x \delta y \delta z \quad (2.7)$$

となる.この微小部分のdt時間後の質量変動は(2.3.3)(2.3.4)(2.3.5)式の和としても表せるので以下の等式が成り立つ.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} dt \delta x \delta y \delta z = - \left(\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} \right) \delta x \delta y \delta z dt \quad (2.8)$$

したがって,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (2.9)$$

これを圧縮性流体の連続の式という.

また,密度の変化のない非圧縮流体の場合においては

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (2.10)$$

となる.

非圧縮流体の連続の式を Einstein の総和規約に従い表すと,

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.11)$$

となる.

②. 運動量保存の法則

運動の第2法則

$$ma = F \quad (2.12), \quad m : \text{質量}, a : \text{加速度}, F : \text{外力}$$

を流体に適用する.流体の質量mは

$$m = \rho(x, y, z, t) \delta x \delta y \delta z \quad (2.13)$$

である.

時刻tにおいて,流れ場の任意の点(x,y,z)の物理量が,Aであるとすれば,Aはt,x,y,zの関数であり,Aの変化量をテイラー展開することで,

$$\delta A(x, y, z, t) = \left(\lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{A(x, y, z, t + \delta t) - A(x, y, z, t)}{\delta t} \right) \cdot \delta t$$

$$\begin{aligned}
 & + \left(\lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{A(x, y, z, t + \delta t) - A(x, y, z, t)}{\delta t} \right) \cdot \delta x \\
 & + \left(\lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{A(x, y, z, t + \delta t) - A(x, y, z, t)}{\delta t} \right) \cdot \delta y \\
 & + \left(\lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{A(x, y, z, t + \delta t) - A(x, y, z, t)}{\delta t} \right) \cdot \delta z \\
 & = \frac{\partial A}{\partial t} \delta t + \frac{\partial A}{\partial t} \delta x + \frac{\partial A}{\partial t} \delta y + \frac{\partial A}{\partial t} \delta z + O(\delta t^2 + \delta x^2 + \delta y^2 + \delta z^2) \quad (2.14)
 \end{aligned}$$

両辺を δt で除すと,

$$\frac{\delta A(x, y, z, t)}{\delta t} = \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial t} \frac{\delta x}{\delta t} + \frac{\partial A}{\partial t} \frac{\delta y}{\delta t} + \frac{\partial A}{\partial t} \frac{\delta z}{\delta t} + O^2 \dots \quad (2.15)$$

となる.両辺の微小値について極限をとると,

$$\lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\delta x}{\delta t} = u, \quad \lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\delta y}{\delta t} = v, \quad \lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\delta z}{\delta t} = w \quad (2.16)$$

となるので,

$$\lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\delta A(x, y, z, t)}{\delta t} = \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial x} u + \frac{\partial A}{\partial y} v + \frac{\partial A}{\partial z} w \quad (2.17)$$

となる.上記は物理量 \mathbf{A} が速度ベクトルならば加速度を表す.

流体力学では(2.17)式に対して偏微分演算子を用いて表示するので

$$\frac{DA}{Dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + u \frac{\partial A}{\partial x} + v \frac{\partial A}{\partial y} + w \frac{\partial A}{\partial z} \quad (2.18)$$

\mathbf{A} がベクトル量だとすれば

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.19)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \quad (2.20)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2.21)$$

③. 外力

・体積力

物体の体積や質量に比例するような力を体積力という.身近な例には重力や電磁気力があり,このような力は単位質量当たりの力 F として表すことができる.

x, y, z 方向に働く単位質量当たりの力を F_x, F_y, F_z とすると,流体にはたらく体積力は,流体の密度が $\rho(x, y, z, t)$ であることより,

$$\rho(x, y, z, t)F_x \delta x \delta y \delta z \quad (2.22)$$

$$\rho(x, y, z, t)F_y \delta x \delta y \delta z \quad (2.23)$$

$$\rho(x, y, z, t)F_z \delta x \delta y \delta z \quad (2.24)$$

・表面力

流体粒子の表面にはたらく力で,その大きさが表面積に比例する力を表面力という.表面力は各面に垂直な法線応力(normal-stress)と面に平行な接線応力(tangential-stress)に分けられる.それらは, $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yx}, \tau_{yz}, \tau_{zx}, \tau_{zy}$ の9種類である.ここで

σ_o : \bigcirc は応力が作用する方向

$\tau_{o\Box}$: \Box は応力が作用する方向, \bigcirc はその軸に垂直な面に平行であることを示す.

(I) 接線応力(tangential-stress)

微小立方体の各面に作用する接線方向のせん断応力であり,次の関係がある¹⁾.

$$\tau_{xy} = \tau_{yx}, \tau_{yz} = \tau_{zy}, \tau_{xz} = \tau_{zx} \quad (2.25)$$

また,せん断応力と速度の関係は

$$x\text{軸と平行な流れ場の場合} : \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.26)$$

$$y\text{軸と平行な流れ場の場合} : \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \frac{\partial v}{\partial x} \quad (2.27)$$

$$\text{一般的な流れ場の場合} : \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (2.28)$$

同様に,

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (2.29)$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2.30)$$

となる.

(II) 法線応力(normal-stress)

粘性流体では法線応力によってもせん断による変形が生じる.ニュートン流体では以下の

ような関係がある.

$$\sigma_x - \sigma_y = 2\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (2.31)$$

$$\sigma_y - \sigma_z = 2\mu \left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (2.32)$$

$$\sigma_z - \sigma_x = 2\mu \left(\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad (2.33)$$

接線応力はせん断による変形速度に関係するせん断能力であるが,法線応力は粘性流体では圧力のみでなく, $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ は必ずしも等しいわけではない.そこで $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ の平均値を流体力学的な圧力 p として定義する.

$$p = -\frac{\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z}{3} \quad (2.34)$$

(2.34)式の右辺の負の符号は,圧力 p が面の法線方向に対して負の向きにはたらくことを意味している.

(2.31)~(2.34)式から以下が導かれる.

$$\sigma_x = -p + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (2.35)$$

$$\sigma_y = -p + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (2.36)$$

$$\sigma_z = -p + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (2.37)$$

以上の法線応力,接線応力が流れ場の任意の点での単位面積当たりの表面力である.ただし,最終的な力としてはたらくのは図 2-6 に示すように応力の差である.

右向きを正として,法線応力 σ_x によって生じる x 方向の力 f_x は,

$$\begin{aligned} f_x &= \delta y \delta z \sigma_x \left(x + \frac{\delta x}{2}, y, z, t \right) - \delta y \delta z \sigma_x \left(x - \frac{\delta x}{2}, y, z, t \right) \\ &\approx \delta y \delta z \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} \delta x \quad (2.37) \end{aligned}$$

$$f_y \approx \delta x \delta z \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} \delta y \quad (2.38)$$

$$f_z \approx \delta x \delta y \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \delta z \quad (2.39)$$

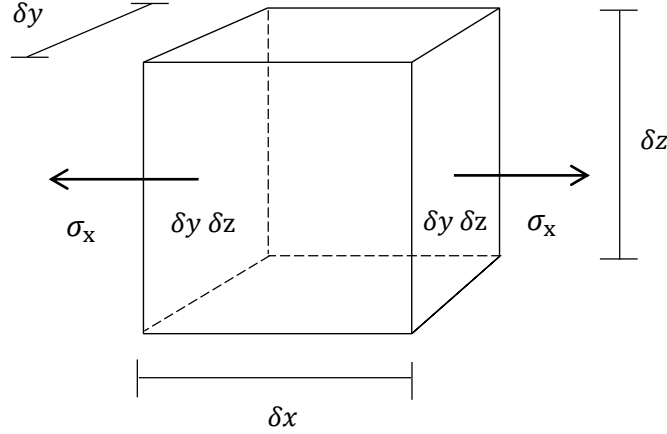


図 2-6 微小立方体と x 軸方向の法線応力

同様に, 接線応力 τ_{yx} によって生じる x 方向の力 g_x は,

$$g_x = \delta x \delta z \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \delta y \quad (2.40)$$

接線応力 τ_{zx} についても

$$h_x = \delta x \delta y \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \delta z \quad (2.41)$$

である. これら f_x, g_x, h_x の総和が流体にはたらく表面力である.

以上で求めた質量, 加速度, 外力を運動の第二法則に適用する.

$$\rho(x, y, z, t) \delta x \delta y \delta z \frac{Du}{Dt} = \rho(x, y, z, t) F_x \delta x \delta y \delta z + f_x + g_x + h_x \quad (2.42)$$

(2.37), (2.40), (2.41) 式を (2.42) 式へ代入し, 整理すると

$$\frac{Du}{Dt} = F_x + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) \quad (2.43)$$

が得られる. さらに応力 σ, τ について, (2.28)~(2.30), (2.35) 式を代入すると

$$\frac{Du}{Dt} = F_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{3} \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (2.44)$$

となる. 他の方向も同様に

$$\frac{Dv}{Dt} = F_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{3} \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (2.45)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = F_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{3} \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (2.46)$$

が導出される.以上の運動方程式を Navier-Stokes 方程式(以下 : N-S 方程式)と呼ぶ.

非圧縮性流体の場合は連続の式から右辺の最終項は 0 になるので

$$\frac{Du}{Dt} = F_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (2.47)$$

偏微分演算子 Dt/Du を用いずに(2.47)式を表すと,

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = F_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (2.48)$$

また,偏微分の交換可能法則と連続式より,

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \\ &\quad + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial x} + \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial x} \right) + F_x \end{aligned} \quad (2.49)$$

ただし, ν は動粘性係数で $\nu = \mu/\rho$ である.

テンソル表記を用いて(2.49)式を表すと

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} + F_x \quad (2.50)$$

③. エネルギー方程式

非等温の流れ場においては以上の支配方程式の他に熱の輸送方程式を解く必要がある. まず,流体が静止しており,熱の移動が単純に熱伝導のみによっておこる場合について考える. このとき,建築室内では温度差が比較的小さく,流体への輻射によるエネルギーの授受は,無視できることとする.

今,図 2-7 のような微小立方体において,x方向の熱流速を λ_x とする.フーリエの熱伝導の法則から,単位時間当たりの流入熱量 Q_{xi} は,

$$Q_{xi} = \left(q_x - \frac{\partial q_x}{\partial x} \frac{\delta x}{2} \right) \delta y \delta z \quad (2.51)$$

である.ただし, T は温度である.

同様に x 方向の流出する単位時間当たりの熱量は, Q_{xo}

$$Q_{xo} = \left(q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} \frac{\delta x}{2} \right) \delta y \delta z \quad (2.51)$$

であり,微小立方体に蓄えられるx方向の熱量は Q_x は,これらの差なので,

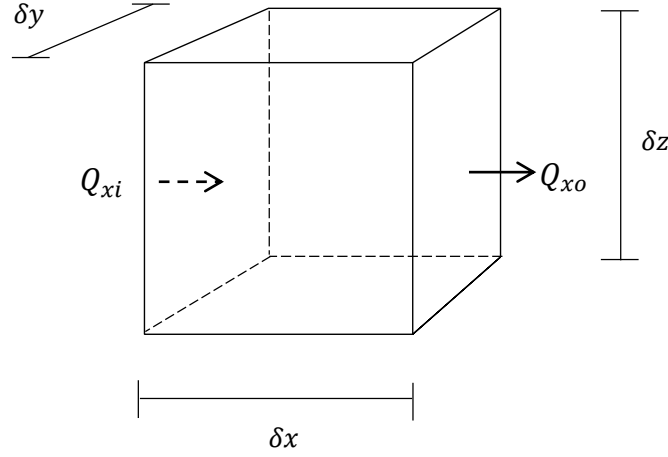


図 2-7 微小立方体と熱流

$$Q_x = -\frac{\partial q_x}{\partial x} \delta x \delta y \delta z \quad (2.52)$$

同様に y, z 方向も考えることができるので、単位時間にこの微小立方体に流れ込む熱流は以下のようになる。

$$\begin{aligned} Q_{xi} - Q_{xo} + Q_{yi} - Q_{yo} + Q_{zi} - Q_{zo} &= -\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z}\right) \delta x \delta y \delta z \\ &= -\text{grad} \mathbf{q} \delta x \delta y \delta z \quad (2.53) \end{aligned}$$

次に内部応力による仕事を考える。単位時間に単位質量の流体になされる仕事 W_i は、速度と流れの方向の力の積で表される。 x 方向については、図 2-8 のような応力が各面で働いているので、その単位時間に単位質量の流体になされる仕事の和は、

$$\begin{aligned} W_x &= \frac{1}{\rho} u \left\{ \left(\sigma_x + \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} \frac{\delta x}{2} \right) + \left(\tau_{yx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \frac{\delta y}{2} \right) + \left(\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \frac{\delta z}{2} \right) \right\} \\ &+ \left[-\frac{1}{\rho} u \left\{ \left(\sigma_x - \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} \frac{\delta x}{2} \right) + \left(\tau_{yx} - \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \frac{\delta y}{2} \right) + \left(\tau_{zx} - \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \frac{\delta z}{2} \right) \right\} \right] \\ &= \frac{1}{\rho} u \left(\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} \delta x + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \delta y + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \delta z \right) \quad (2.54) \end{aligned}$$

ここで右辺の第 2 項が負の符号となっているのは内部応力が速度の方向に対して負の方向にはたらくからである。

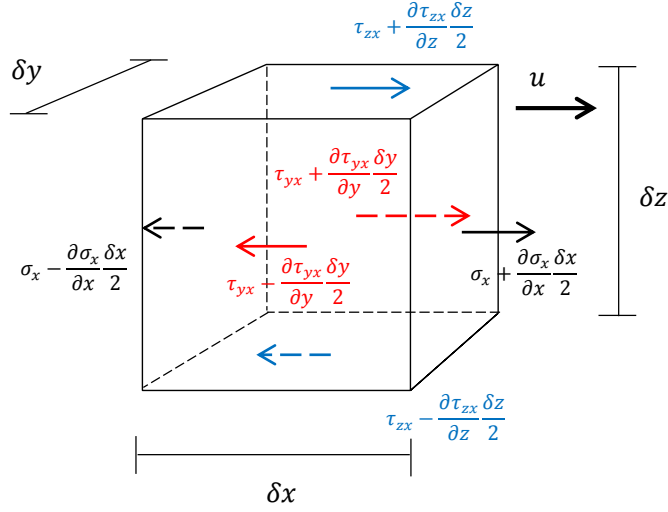


図 2-8 微小立方体と内部応力

同様にy,z方向も考えることができるので,

$$W_y = \frac{1}{\rho} v \left(\frac{\partial \sigma_y}{\partial y} \delta y + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} \delta x + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \delta z \right) \quad (2.55)$$

$$W_z = \frac{1}{\rho} w \left(\frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \delta z + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} \delta x + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} \delta y \right) \quad (2.56)$$

よって,

$$W_i = W_x + W_y + W_z = \frac{1}{\rho} \left\{ \begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} (u \sigma_x + v \tau_{xy} + w \tau_{xz}) + \\ & \frac{\partial}{\partial y} (u \tau_{yx} + v \sigma_y + w \tau_{yz}) + \\ & \frac{\partial}{\partial z} (u \tau_{xz} + v \tau_{zy} + w \sigma_z) \end{aligned} \right\} \quad (2.57)$$

となる.ここで,粘性による摩擦力 f_x, f_y, f_z は,

$$f_x = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) \quad (2.57)$$

$$f_y = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \right) \quad (2.58)$$

$$f_z = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) \quad (2.59)$$

であるから,(2.57)式に代入すると

$$\begin{aligned} W_i = & \frac{1}{\rho} \left(u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z} \right) - \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ & + (f_x u + f_y v + f_z w) + \frac{\Phi}{\rho} \quad (2.60) \end{aligned}$$

となる.ただし,

$$\Phi = \tau_{xx} \frac{\partial u}{\partial x} + \tau_{yy} \frac{\partial v}{\partial y} + \tau_{zz} \frac{\partial w}{\partial z} + \tau_{xy} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \tau_{yz} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \tau_{zx} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad (2.61)$$

(2.61)式をベクトル表示すると,

$$W_i = -\mathbf{V} \cdot \frac{1}{\rho} \text{grad} p - \frac{p}{\rho} \text{div} \mathbf{V} + \mathbf{V} \cdot \mathbf{f} + \frac{\Phi}{\rho} \quad (2.62)$$

となる.

ところで,単位質量の流体に作用する内部応力の力 \mathbf{F} は,圧力 p と粘性による摩擦力 \mathbf{f} で表される.

$$\mathbf{F}_i = -\frac{1}{\rho} \text{grad} p + \mathbf{f} \quad (2.63)$$

(2.62)(2.63) を見比べると,

(2.62)第一項は(2.63)第一項 $\times \mathbf{V}$ であり,圧力勾配が流体になす仕事を表す.

(2.62)第三項は(2.63)第二項 $\times \mathbf{V}$ であり,摩擦力が流体になす仕事となっている.

また, (2.62)第二項は,圧力 p が作用して,体積が変化する際の仕事である.

このような考察から,単位質量の流体になされる仕事には,外力 \mathbf{F}_0 と内部応力によるものがある.エネルギー保存則より系のエネルギーの変化は,その系になされた仕事と加えられた熱量 Q/ρ の和に等しいので,

$$\frac{D}{Dt} e + \frac{D}{Dt} \left(\frac{V^2}{2} \right) = \mathbf{V} \cdot \mathbf{F}_0 - \mathbf{V} \cdot \frac{1}{\rho} \text{grad} p + \mathbf{V} \cdot \mathbf{f} - \frac{p}{\rho} \text{div} \mathbf{V} + \frac{\Phi}{\rho} + \frac{Q}{\rho} \quad (2.64)$$

となる.

ここで,右辺について

第一項: 内部エネルギーの変化, 第二項: 運動エネルギーの変化

左辺について

第一項: 外力による仕事, 第二項: 圧力勾配による仕事, 第三項: 機械的摩擦仕事, 第四項: 圧力による体積変化による仕事, 第五項: 流体摩擦による発生熱, 第六項: 外部からの熱取得
である.

(2.64)のエネルギーの一般式から,流体力学的なエネルギー式と熱力学的エネルギー式に

分離し,温度場を直接求める式を導く.まず,N-S 方程式

$$\frac{DV}{Dt} = F_0 - \frac{1}{\rho} \text{grad} p + f \quad (2.65)$$

であるが,流体粒子に作用する力の釣り合いを表す式であるから,

$$\frac{Du}{Dt} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f_x \quad (2.66)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + f_y \quad (2.67)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + f_z \quad (2.68)$$

(2.66)～(2.68)にそれぞれ, u, v, w を乗じて加え合わせると,

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{V^2}{2} \right) = V \cdot F_0 - V \cdot \frac{1}{\rho} \text{grad} p + V \cdot f \quad (2.69)$$

となる.は(2.69)の左辺は(2.64)式の左辺第二項と等しく,(2.69)の右辺は(2.64)式の第一項から第三項に等しい.

(2.64)式から, (2.69)式を減じると

$$\frac{De}{Dt} = -\frac{p}{\rho} \text{div} V + \frac{\Phi}{\rho} + \frac{Q}{\rho} \quad (2.70)$$

となり,連続の式

$$\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \text{div} V = 0 \quad (2.71)$$

を代入すると,

$$\frac{De}{Dt} + p \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{Q}{\rho} + \frac{\Phi}{\rho} \quad (2.72)$$

となる.ここで内部エネルギーをエンタルピー h の関係式

$$h = e + \frac{p}{\rho} \quad (2.73)$$

を代入すると,式(2.72)は

$$\frac{Dh}{Dt} + \frac{1}{\rho} \frac{Dp}{Dt} = \frac{Q}{\rho} + \frac{\Phi}{\rho} \quad (2.74)$$

(2.72)式, (2.74)式の右辺は単位時間に単位質量の流体に加えられる熱量であり,このうち Φ/ρ は内部応力が流体に仕事をする際に生じた項である.このことから, (2.72)式, (2.74)式中の Φ は,流体摩擦による発生熱であることがわかる.

いま,熱力学的エネルギー式において,単位体積の流体に加えられる熱量 Q を,熱伝導によ

る Q_c と外部からの熱 Q_e とし,熱伝導率 k が定数であるとする.

気体の場合,完全ガスの式より,温度を T として,

$$\frac{de}{dT} = C_v, \quad \frac{dh}{dT} = C_p \quad (C_v : \text{定容比熱}, C_p : \text{定圧比熱}) \quad (2.75)$$

となる.また,熱伝導の式,

$$Q_c = \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = k \nabla^2 T \quad (2.76)$$

上記の2式を(2.72)式, (2.74)式に代入すると,

$$C_v \frac{DT}{Dt} + p \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) = C_p \frac{Dh}{Dt} - \frac{1}{\rho} \frac{Dp}{Dt} = \frac{k}{\rho} \nabla^2 T + \frac{Q_0}{\rho} + \frac{\Phi}{\rho} \quad (2.77)$$

となる.非圧縮性流体においては, ρ は一定なので,比熱を c として,

$$de = cdT, dh = cdT + \frac{dp}{\rho} \quad (2.78)$$

となるから,

$$C_v \frac{DT}{Dt} = \frac{k}{\rho} \nabla^2 T + \frac{Q_0}{\rho} + \frac{\Phi}{\rho} \quad (2.79)$$

となる.この時,式中の右辺第三項の Φ はエネルギー散逸関数と呼ばれ, (2.61)式

$$\begin{aligned} \Phi &= \tau_{xx} \frac{\partial u}{\partial x} + \tau_{yy} \frac{\partial v}{\partial y} + \tau_{zz} \frac{\partial w}{\partial z} + \tau_{xy} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \tau_{yz} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \tau_{zx} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \tau_{xx} &= 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu \text{div} V, \quad \tau_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu \text{div} V, \quad \tau_{zz} = 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3}\mu \text{div} V \\ \tau_{xy} &= \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad \tau_{yz} = \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right), \quad \tau_{zx} = \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

より,整理すると

$$\begin{aligned} \Phi &= \mu \left\{ \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right\} \\ &\quad + \frac{2}{3}\mu \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\} \quad (2.80) \end{aligned}$$

である.

(2.79)式は,圧縮性を見捨てる,粘性係数および熱伝導率が一定であれば,以下のように簡略化可能である.

$$\begin{aligned}
 & c \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) \\
 &= \frac{k}{\rho} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{\mu}{\rho} \left\{ \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right\} \\
 &+ \frac{2\mu}{3\rho} \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\} + \frac{Q_0}{\rho} \quad (2.81)
 \end{aligned}$$

(2.81)式は第二項,第三項は無視することが多い.従って,

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{k}{\rho c} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{Q_0}{\rho c} \quad (2.82)$$

となる.この式により直接温度場を求めることが可能である.

以上の非等温の非圧縮性流れの支配方程式を Einstein の総和規約に従ってまとめる.

$$\text{連続の式: } \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.11)$$

$$\text{Navier Stokes 方程式: } \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.83)$$

$$\text{温度輸送方程式: } \frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} \quad (2.84)$$

ただし, α は熱拡散率で, $\alpha = k/\rho c$ である.

(2). 支配方程式の離散化

①. 代表的な離散化方法

N-S 方程式は非線形の偏微分方程式となっており,その一般解の存在は確かめられていない.そのため CFD 解析では速度・温度など流れ場の情報を離散化し,計算を行う.代表的な離散化の方法には以下の3つがある.

(I). 有限差分法(Finite Difference Method, FDM)

FDM は計算領域を格子状に分割し,それぞれの格子点に未知数を定義する方法である.各格子点で微分方程式を満たすために微分を有限差分商に近似して解く.

構造格子を用いるため,離散式が簡単で高次精度の離散式を得ることが比較的容易である.一方で,複雑形状には構造格子による制限で階段近似した形態として計算を行うなど再現精度低下が余儀なくされる.

(II). 有限体積法(Finite Volume Method, FVM)

FVM は計算領域をコントロールボリューム(CV)に分割し,それぞれの CV の中心に未知数を定義する.CV 界面における流入・流出の未知数からの補間と積分により算出し,CV 内で保存式を立てる.非構造格子の適応が可能であり,複雑形状の再現もできる.ただし,2次精度以上の離散化は困難である.現在の流体解析ソフトなどで多く採用されている.

(III). 有限要素法(Finite Element Method, FEM)

FEM は計算領域を複数の要素に分割し,その接点に未知数を定義する.要素の形状の制約がなく,複雑形状への適用が容易である.ただし,未知数が多くなるため,計算負荷が大きくなる傾向にある.構造解析などで多く用いられている.

本研究では複雑形状であるブラインドを取り入れることと計算負荷の点から有限体積法での解析を採用する.

②. 速度-圧力連成アルゴリズム

N-S 方程式と連続の式から,①で示した離散化方法を用いて,流れ場を計算することができる.しかし,連続の式が陽に圧力 p を含まないため,計算に工夫が必要である.代表的な SIMPLE 法と本研究で用いた PISO 法について解説する.

(I). SIMPLE 法(Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation)

SIMPLE 法は Patankar³⁾によって考案された FVM 用のアルゴリズムであり,定常解を求めるために使用される.ある時点での速度 u と圧力 p を,それぞれの予測値 u^*, p^* とその修正値 u', p' として表す.手順は以下のとおりである.

- (1). 予測された p^* から,N-S 方程式を解き速度修正量 u' を求める
- (2). 圧力修正量をボワソン方程式を解き,圧力 $p = p^* + p'$ を求める.
- (3). 速度修正量を求める式に圧力 p を代入して u を求める.
- (4). 圧力 p を新たに p^* とおき,上記の手順を繰り返す.

この時,圧力の修正値が過大に予測されるため,収束も遅く,計算が発散する可能性がある.そこで,速度と圧力に関して緩和係数が用いられる.

(II). PISO 法(Pressure-Implicit with Splitting of Operators)

Issa により開発されたアルゴリズムで,SIMPLE 法同じ手順から非定常解を求めるために用いる手法である.時間ステップごとに,(2),(3)の繰り返し計算(通常 2 回)を行い,次の時間ステップへ進む.基本的に緩和係数は用いない.

(3). 乱流モデルについて

①. レイノルズ数

流れの状態には層流と乱流が存在する。層流と乱流の明確な区別はオズボーン・レイノルズ(Osborne Reynolds)の実験より明らかにされた。この実験より、無次元数レイノルズ数(Re)により流れ場の状態が区別されることがわかった。このレイノルズ数は以下の式で表される。

$$Re = \frac{U_0 L_0}{\nu} \quad (2.85)$$

ただし、 U_0 ：代表風速、 L_0 ：代表長さ、 ν ：動粘性係数である。

Re が数百～数千以上で乱流、それ以下が層流となる。空気の動粘性係数 ν は温度によって異なるが、常温で約 $1.5 \times 10^{-5} [\text{m}^2/\text{s}]$ であるから、一般的な建築室内においては Re 数は数十万程度となるので乱流である。

②. 乱流の粗視化

乱流の流れ場の中には大小様々なスケールの乱れが存在している。この乱れの持つエネルギーは大スケールから小スケールに伝達され、最終的には粘性作用により、熱エネルギーに変換され消散する(図 2-9)。この現象は、エネルギーカスケードと呼ばれる。

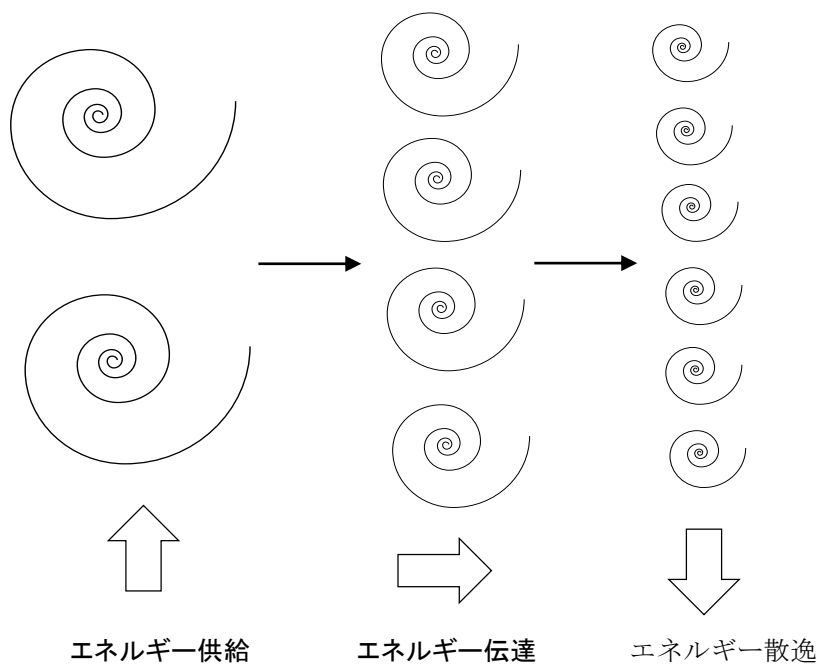


図 2-9 エネルギーカスケード

有限体積法を用いて CFD 解析を行うことを想定すると,このエネルギーカスケードの過程をすべて解像するような細かい計算格子が必要となる.しかし,このスケールを補足するような格子数は $(Re^{3/4})^3$ とされているため, Re が数十万ともなる建築室内では数十億の格子数が必要となり,現在の計算機能力ではほぼ不可能である.そこで支配方程式を粗視化し,工学的に重要と思われる成分に注目し,その他の成分を取り除くことで計算を行うことを考える.粗視化の方法については以下の平均操作とフィルタ操作が用いられる.

(I). 平均操作

流れ場の代表的な平均操作には以下の3つがある

$$\langle f \rangle_V = \frac{1}{\Delta V} \int_{\Delta V} f(x_i + \xi_i t) d\xi_i \quad (2.86)$$

$$\langle f \rangle_T = \frac{1}{\Delta T} \int_{\Delta T} f(x_i t + \tau) d\tau \quad (2.87)$$

$$\langle f \rangle = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{\alpha}^n f_{\alpha}(x, t) \quad (2.88)$$

(2.86)式は ΔV の領域での体積平均である.式(2.88)は時間間隔 ΔT での時間平均である.これらの手法は領域あるいは時間の取り方によって平均値が変化しない場合には有効であるが,一般的にそのような流れ場は存在しない.

(2.88)式はアンサンブル平均と呼ばれ,現象の試行回数を無限回としたときの各回の測定値の平均である.流れ場によらず,一義に $\langle f \rangle$ を定義できる.

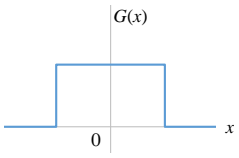
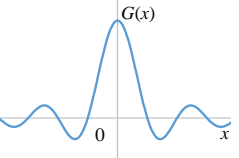
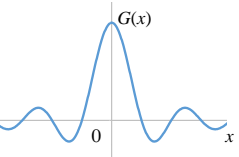
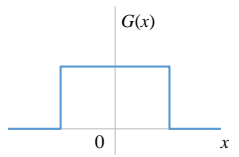
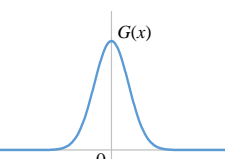
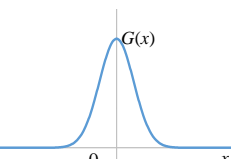
(I). フィルタ操作

流れ場の最小スケールで行われるエネルギーの散逸を補足できない格子幅で CFD 解析を行うこと想定すると流れ場に含まれる乱れ(渦)を格子幅で解像可能か判断することが重要である.流れ場に次の性質を持つフィルタ関数 $G(x)$ を乗じ,たたみこみ積分を行うことで,大スケールと小スケールに分離する.

$$\lim_{n \rightarrow \pm\infty} G(x) = 0, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} G(x) dx = 1 \quad (2.89)$$

フィルタ関数 $G(x)$ には,一般的に表 2-2 のようなものがある.有限要素法や有限体積法で支配方程式を離散化すれば,格子幅の **Top-hat** フィルタ(グリッドフィルタ)がかけられたものとみなせるため,意識的なフィルタリングなく流れ場をスケール別にフィルタリングできる.

表 2-2 代表的なフィルタリング関数

フィルタ名	$G(x)$	座標空間における波形	波数区間における波形
Top-hat Filter	$\begin{cases} 1/\Delta, & x < \Delta/2 \\ 0, & x > \Delta/2 \end{cases}$		
Spectral-cutoff filter	$2 \frac{\sin(\pi x / \Delta)}{\pi x}$		
Gaussian filter	$\sqrt{\frac{6}{\pi x^2}} \exp\left(-\frac{6x^2}{\Delta^2}\right)$		

このフィルタリングによって分離された大スケールの成分をグリッドスケール(Grid Scale : GS),小スケールの成分をサブグリッドスケール(Sub Grid Scale : SGS)と呼ぶ.GS,SGS の渦は図 2-10 のような概念図で表される.

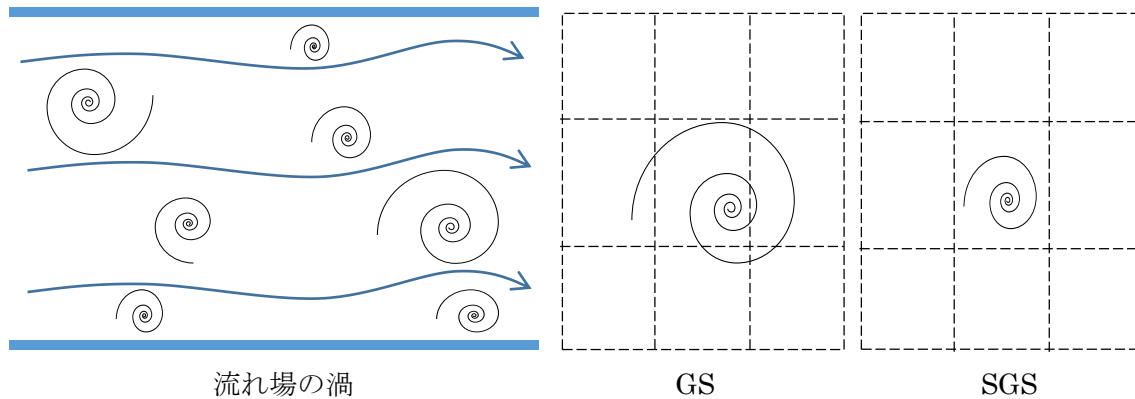


図 2-10 フィルタリング操作された流れ場の Grid Scale と Sub Grid Scale

③. 乱流モデルの必要性

支配方程式に対して平均操作,フィルタ操作を行う.N-S 方程式にフィルタ操作をし,整理すると以下ようになる.

$$\rho \left[\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [T_{ij}^v - \rho \langle u_i' u_j' \rangle] \quad (2.90)$$

ただし,ある値 f についてアンサンブル平均を取ったとき,平均値を F または $\langle f \rangle$ と表す.また,瞬時値とアンサンブル平均との差を f' と置く.つまり, $f = F + f'$ である.このとき,瞬時値の平均値からの差のアンサンブル平均をとると, $\langle f' \rangle = 0$ である.(2.90)式は平均流の運動方程式であるが,右辺最終項はアンサンブル平均値のみで計算できない.そのため,モデル化が必要となる.この最終項は方程式の中で応力として振る舞うため,レイノルズ応力と呼ばれる.

一方で,N-S 方程式にグリッドフィルタ操作を行うと以下ようになる.

$$\rho \left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right] = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{T}_{ij} - \rho(\overline{u_i' u_j'} - \bar{u}_i' \bar{u}_j')] \quad (2.91)$$

ただし,ある値 f にグリッドフィルタをかけた際の GS 成分を \bar{f} , SGS 成分を f'' と表す.式(2.90)と同じく,GS 成分で表せない項 $-\rho(\overline{u_i' u_j'} - \bar{u}_i' \bar{u}_j')$ が出てくる.この項は SGS 応力と呼ばれ,GS 成分と関連付ける必要がある.

同様に,温度の輸送方程式にも平均操作とフィルタ操作を行うと,未知項として, $\langle u_i' \theta' \rangle$ と $(\bar{u}_i \bar{\theta} - \bar{u}_i \bar{\theta})$ が現れる.これらは,それぞれ乱流熱フラックス,SGS 熱フラックスと呼ばれる.

これらの未知項についてモデル化を行ったものが乱流モデルである.

④.RANS 乱流モデル

(I). 標準 k-εモデル⁴⁾

支配方程式に平均操作,フィルタ操作を行った際に現れる未知項を既知の平均量で代数的に表現するのがレイノルズ平均(Reynolds-Averaged Navier-Stokes : RANS)モデルである.RANS モデルには渦粘性モデルと応力方程式モデルに分かれるが本研究で用いた渦粘性モデルについて解説する.

渦粘性モデルは,分子粘性に起因する応力が流速勾配に比例する振る舞いを示すという類推に基づいて,レイノルズ応力を平均流速の勾配に比例する量とするモデルである.この関係を式で表すと以下ようになる.

$$-\langle u_i' u_j' \rangle = 2\nu_t S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \quad (2.92)$$

ただし, ν_t は渦粘性係数, k は乱流エネルギーで

$$k = \frac{1}{2} \langle u_i' u_i' \rangle \quad (2.93)$$

で表される.このときの渦粘性係数の決定の仕方には 0 方程式モデル,1 方程式モデル,2 方程式モデルがあるが,室内気流解析に用いられる 2 方程式モデルでは以下のように表す.

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.94)$$

C_μ はモデル定数で通常 0.09 が用いられる. ε は乱流エネルギー k の逸散率である.

乱流フラックスについても,勾配拡散近似を用いて次のように表される.

$$\langle u_i' \theta' \rangle = \alpha_t \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \quad (2.95)$$

α_t は乱流熱拡散係数で,これは速度乱れと温度乱れの相似性を仮定して次の式で与えられる.

$$\alpha_t = \frac{\nu_t}{Pr_t} \quad (2.96)$$

Pr_t は乱流プラントル数で通常 0.09 程度で与えられる.

乱流エネルギー k の輸送方程式についてはレイノルズ応力の輸送方程式から導出することができる.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\partial k}{\partial \sigma_k} \right) \right] - P_k + G_k - \varepsilon \quad (2.97)$$

同様に, ε についても輸送方程式を求めることが可能だが,挙動が不明な項を多く持ち,方程式を扱いやすくするため,多くの経験定数を用いることになる.ここでは,標準的に用いられる ε の輸送方程式を記す.

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} [C_{\varepsilon 1}(P_k + C_{\varepsilon 3}G_k) - C_{\varepsilon 2}\varepsilon] \quad (2.98)$$

モデル係数については表 2-3 にまとめる.

表 2-3 標準 k - ε 2 方程式モデルの係数

C_μ	σ_k	σ_ε	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	C_ε
0.09	1.0	1.3	1.44	1.92	$1.0(G_k > 0), 0(G_k < 0)$

(II). 低 Re 型 k - ε モデル

固体壁近傍では,壁との摩擦により流体の運動が制限され,乱れが減衰する.この減衰効果を再現するために様々な低 Reynolds 型 k - ε モデルが提案されている.

基礎方程式は以下のようなになる.

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.99)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\partial k}{\partial \sigma_k} \right) \right] - P_k + G_k - \varepsilon + D \quad (2.100)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} [C_{\varepsilon 1}(f_1 P_k + C_{\varepsilon 3} f_3 G_k) - C_{\varepsilon 2} f_2 \varepsilon] + E \quad (2.101)$$

f_μ, f_1, f_2, f_3 が減衰関数で D, E が付加項である.

ここでは本研究で用いた 2 つのモデル(LauserSharma⁵⁾, LienLeschziner⁶⁾について減衰関数と付加項を表 2-4 に示す.

表 2-4 低 Re 型 k-εモデルの付加項・減衰関数

付加項 減衰関数	Lauser Sharma	Lien Leschziner
f_μ	$\exp\left(\frac{-3.4}{(1 + R_t/50)^2}\right)$	$\frac{1 - \exp(-0.016y_k)}{1 - \exp(-0.263y_k)}$
f_1	1.0	1.0
f_2	$1 - 0.3\exp(R_t)^2$	$1 - 0.3\exp(R_t)^2$
f_3	1.0	1.0
D	$-2\nu\left(\frac{\partial\sqrt{k}}{\partial y}\right)^2$	0
E	$-2\nu v_t\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2$	$C_{\varepsilon 2} f_2 C_\mu^{0.75} k^{0.5} \varepsilon \frac{\exp(-0.00222(y_k)^2)}{ky(1 - \exp(-0.263y_k))}$

$R_t = k^2 \nu \varepsilon, \quad y_k = k^{0.5} y / \nu$

(III). k-ωSST モデル

壁近傍の流れに適した Wilcox の k-ωモデルと k-εモデルをブレンド関数により融合されたモデルで,F.R.Menter により 1994 年に開発されたモデル(Standerd k-ωSST)である.本研究では,2003 年に F.R.Menter により新たに提唱された k-ωSST モデルを用いた.輸送方程式などについては参考文献 78)に詳細は記述してある.

④. LES 乱流モデル

GS は直接支配方程式を解き,SGS についてはモデル化を行うという考え方に基づいた CFD 解析の手法が LES(Large Eddy Simulation)である.この手法は支配方程式にグリッドフィルタを施した際に現れる未知項を GS の諸量により表現する.渦粘性モデルの LES では未知項を RANS と同様に次のように近似する.

$$\overline{u_i' u_j'} - \overline{u_i'} \overline{u_j'} = \tau_{ij}^{(SGS)} = \frac{1}{3} \tau_{kk}^{(SGS)} \delta_{ij} - 2\nu_{SGS} \overline{S_{ij}} \quad (2.102)$$

ただし, $\overline{S_{ij}}$ は GS の変形速度テンソルである.

$$\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (2.103)$$

SGS 熱フラックスは以下のように近似される.

$$\overline{u_i \theta} - \overline{u_i} \overline{\theta} = \frac{\nu_{SGS}}{Pr_{SGS}} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_j} = \alpha_{SGS} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_j} \quad (2.104)$$

SGS プラントル数 Pr_{SGS} には 0.5 が用いられることが多い. ν_{SGS} は SGS 成分を代表する速度スケールと長さスケールの積に比例すると考え, 以下のようにモデル化する.

$$\nu_{SGS} = C_v \Delta \sqrt{k_{SGS}} \quad (2.105)$$

ただし, $k_{SGS} = 0.5 \overline{u_i u_i}$ は SGS 乱流エネルギーであり, Δ はグリッドフィルタの幅である. k_{SGS} の輸送方程式にはフィルタ操作を行うことで導くことができる. 以下に k_{SGS} の輸送方程式を示す.

$$\frac{\partial k_{SGS}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial k_{SGS}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ (\nu + C_d \Delta \sqrt{k_{SGS}}) \frac{\partial k_{SGS}}{\partial x_j} \right\} + P_{k_{SGS}} - \varepsilon_{SGS} \quad (2.106)$$

$$P_{k_{SGS}} = C_v \Delta \sqrt{k_{SGS}} \overline{S_{ij} S_{ij}}, \quad \varepsilon_{SGS} = C_\varepsilon \frac{k_{SGS}^{1.5}}{\Delta} \quad (2.107)$$

(I). Smagorinsky モデル

Smagorinsky モデル⁹⁾は室内気流解析によく用いられるモデルである. k_{SGS} の輸送方程式において, 局所平衡(生産と散逸が常に釣り合う)を仮定して, k_{SGS} を求め, (2.105) 式に代入して, ν_{SGS} を求める.

$$P_{k_{SGS}} - \varepsilon_{SGS} = C_v \Delta \sqrt{k_{SGS}} \overline{S_{ij} S_{ij}}, -C_\varepsilon \frac{k_{SGS}^{1.5}}{\Delta} = 0 \quad (2.108)$$

$$\sqrt{k_{SGS}} = \sqrt{\frac{C_v}{C_\varepsilon}} \Delta |\bar{S}|, \quad |\bar{S}| = \sqrt{2 \overline{S_{ij} S_{ij}}} \quad (2.109)$$

$$\nu_{SGS} = C_s \Delta^2 |\bar{S}| \quad (2.110)$$

(2.110) 式の中に現れる C_s は Smagorinsky のモデル定数(Smagorinsky 定数)である. この Smagorinsky 定数は流れ場によって変化するものである. また, 壁面での減衰を再現するために vanDriest 減衰関数を用いる必要がある. しかし, 壁面距離の関数であるため, LES の重要な性質である瞬時流れや空間局所性に適しているとは言い難い.

そこで, このモデル係数による欠点を回避するため, Dynamic Smagorinsky¹⁰⁾¹¹⁾モデルが提案された. Dynamic モデルはグリッドフィルタより大きなスケールのテストフィルタを用いる. グリッドフィルタが施された基礎方程式にテストフィルタをかけると, 漏れたスケ

ール(Sub Test Scale : STS)の乱れによる応力 T_{ij} が現れる.

$$T_{ij} = \widehat{u_i u_j} - \widehat{u_i} \widehat{u_j} \quad (2.111)$$

STS 応力と SGS 応力を渦粘性モデルで近似すると以下ようになる.

$$L_{ij} - \frac{1}{3} L_{kk} \delta_{ij} = -2C M_{ij} \quad (2.112)$$

Dynamic Smagorinsky モデルにおいて M_{ij} は以下の式で表される.

$$M_{ij} = \widehat{|\bar{S}| \bar{S}_{ij}} - \bar{\Delta}^2 \widehat{|\bar{S}| \bar{S}_{ij}} \quad (2.123)$$

式(2.112)からモデル数 C を求めることが可能である.しかし,実際には(2.112)式は5つの独立した成分からなるため,以下のように最小二乗法から求める.

$$C = -\frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{kl} M_{kl}} \quad (2.124)$$

C は流れ場によって局所的に変化するため,様々な流れ場,複雑形状においても,適応可能である.ただし,実際には計算安定化のため, ν_{SGS} が負となる場合は強制的に $\nu_{SGS} = 0$ とする操作を行うことが多い.この操作を **clipping** という.

自然対流での精度については小野らの研究¹²⁾より Dynamic Smagorinsky が高い精度で解析できることがわかっている.

(4). 解析コードについて

本研究では解析コードに OpenFOAM(ver2.3)を用いた.OpenFOAM はオープンソースの流体解析コード群である.有限体積法を用いており,並列計算が可能であること,必要に応じてソースコードを変更することができることから採用した.

2.4 実験と CFD 解析の妥当性の検討

試験体と CFD 解析の妥当性を検討するため、ブラインドをアルミパネルに置き換えた平行平板モデルとして、kiš が公開しているデータベース¹³⁾⁻¹⁵⁾と比較を行う。この平行平板モデルはブラインドが全閉の時を想定している。実際には隙間の影響やブラインドの形状により面に凹凸が生じるが、それらの影響は無視した。比較対象のデータベースは、グラスホフ数(以下：Gr)ごとに直接数値シミュレーション(Direct Numerical Simulation, 以下：DNS)で解かれた温度差のある平行平板の自然対流の解である。DNS は、モデル化を行わずに基礎方程式を解き、流れに含まれるすべての渦をシミュレートする CFD 解析の方法のひとつである。Gr は以下の式で求められる無次元数であり、レイノルズ数の一種で乱れ強さを表す。

$$Gr = \frac{g\beta\Delta TL^3}{\nu}$$

(ν ：動粘性係数, g ：重力加速度, β ：体膨張係数, ΔT ：代表温度差, L ：代表長さ)

kiš のデータベースでは代表温度差は 2 面間の温度差, 代表長さは 2 面間の距離の半分となっている。この温度差のついた平行平板では図 2-11 のような気流性状となる。

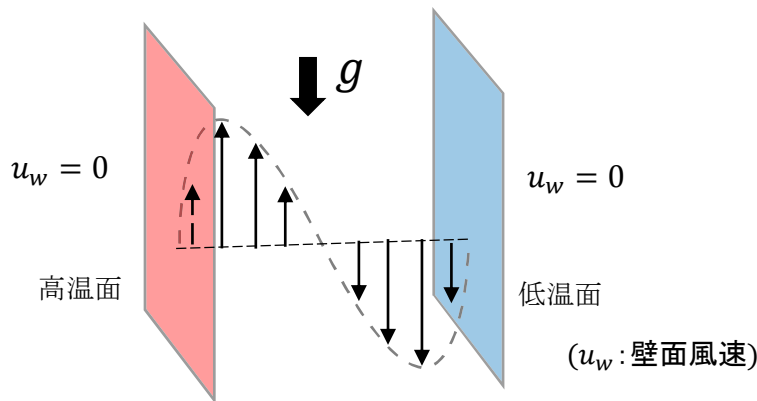


図 2-11 温度差のある平行平板に生じる自然

アルミパネルモデル試験体の概要を図 2-12 に示す。アルミパネルは室内側の冷却板で冷やされた空気が室内側バッフル板を通り冷却することで、上下温度差を減らす。ガラスについても同様である。ガラス・アルミパネル間の温度差は 1℃差とした。表 2-5 に PIV の撮影条件を示す。図 2-12 に PIV 解析による平均風速ベクトル図を示す。

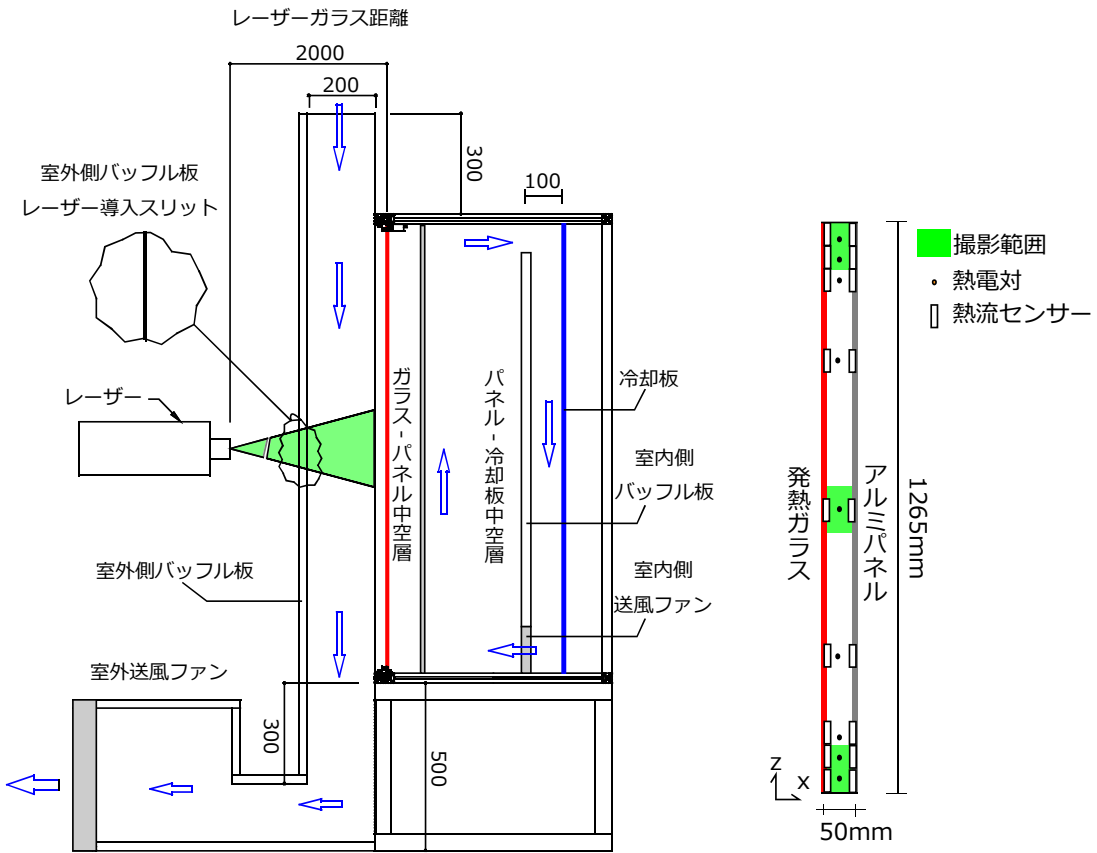


図 2-12 アルミパネルモデル試験体概

表 2-5 PIV 解析実験条件

発熱ガラス	設定温度:30℃
アルミパネル	設定温度:29℃
1秒当たりの撮影枚数[Hz]	50
撮影時間[秒]	10

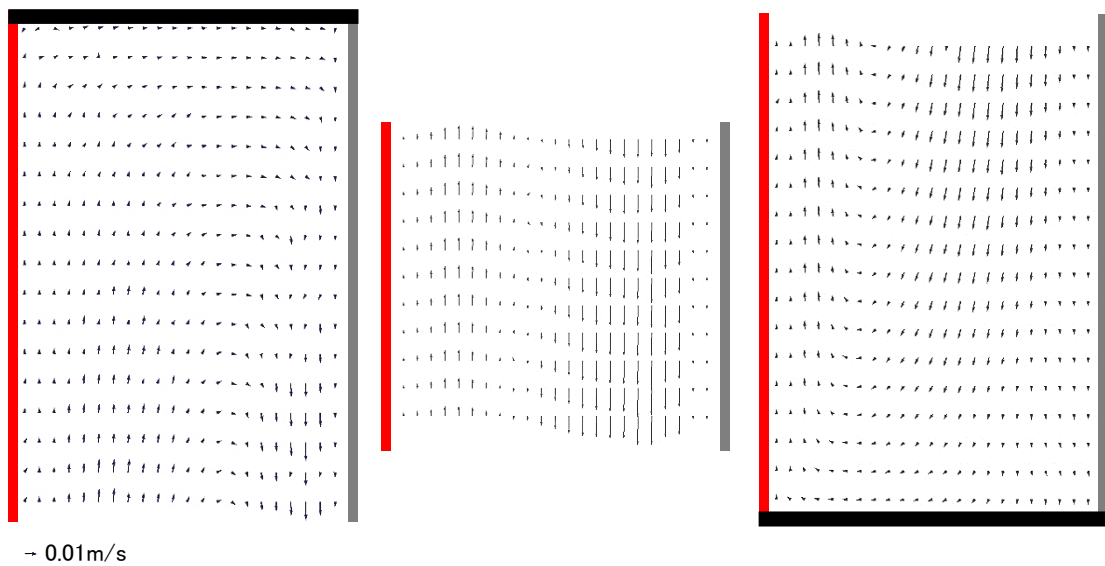


図 2-13 アルミパネルモデル試験風速ベクトル図

表 2-6 に CFD の解析条件を示す.壁面の温度には図 2-14 のような温度分布を与えた.この温度分布は実験値を高さの関数として 6 次の多項式に近似して与えている.系数については表 2-7 に示す.

表 2-6 CFD 解析条件

解析コード	OpenFOAM(ver.2.3)	
解法	PISO法	
時間項差分スキーム	Euler法	
対流項差分スキーム	風速・温度	1次精度風上
	乱流量	1次精度風上
乱流モデル	標準k-ε	
	LaunderSharma k-ε	
	LienLeschziner k-ε	
	kOmegaSST	
時間刻み幅	0.025秒	
最大Courant数	1.0以下	
助走計算時間	500秒	
平均化計算時間	500秒	

表 2-7 壁面温度近似式の係数

係数	ガラス	冷却板
a	9.115	6.350
b	-31.890	-18.507
c	40.480	18.015
d	-22.276	-5.446
e	4.684	-0.986
f	0.021	0.497
g	29.950	29.066

$$\text{関数: } T_{\text{wall}} = ax^6 + bx^5 + cx^4 + dx^3 + ex^2 + fx + g$$

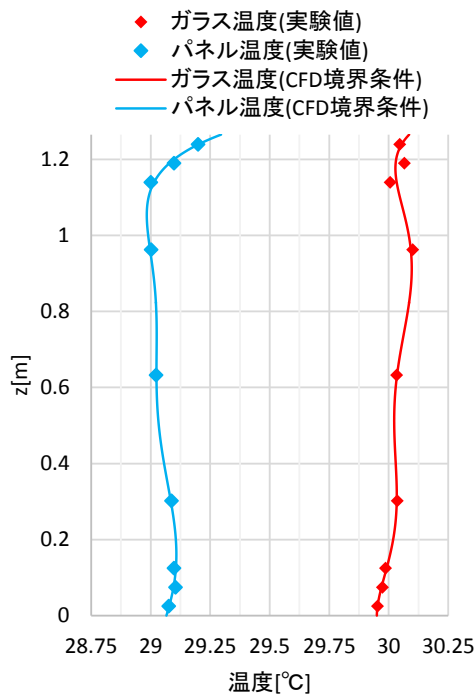


図 2-14 壁面温度分布

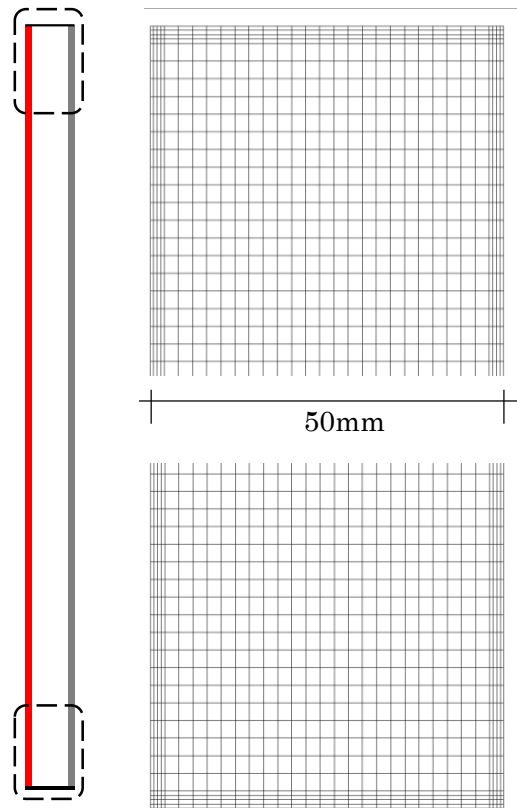


図 2-15 計算メッシュ

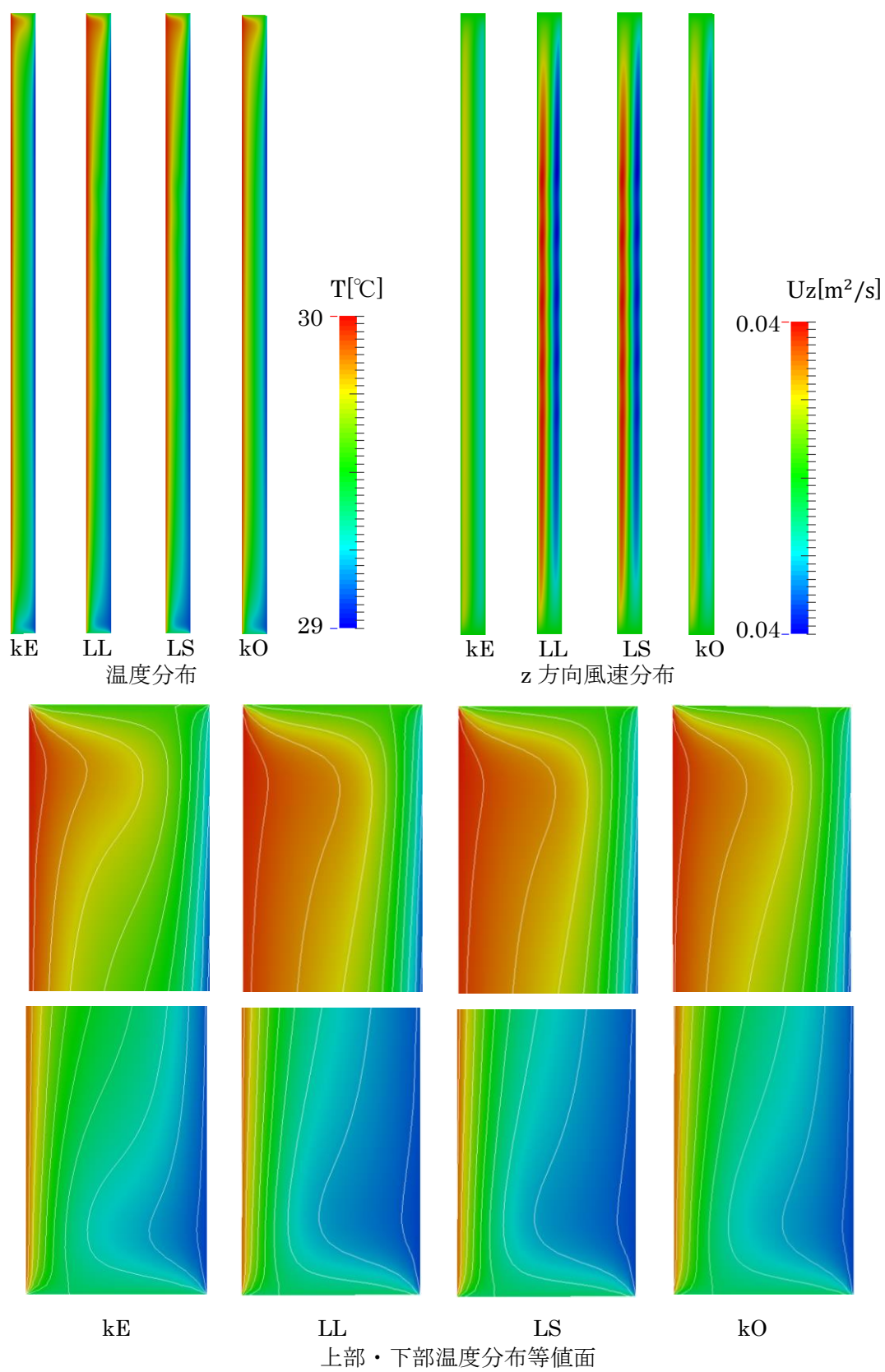


図 2-16 解析結果

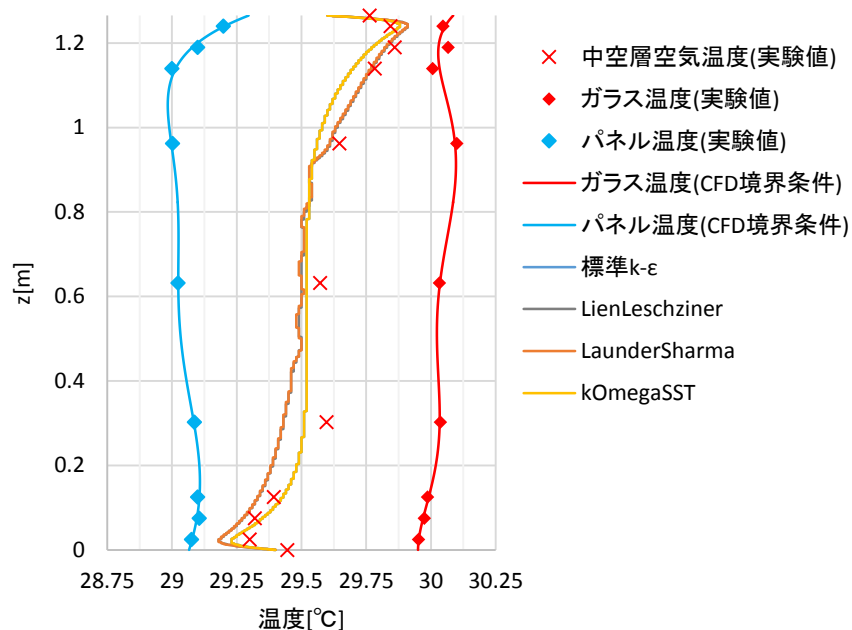


図 2-17 上下温度分布比較

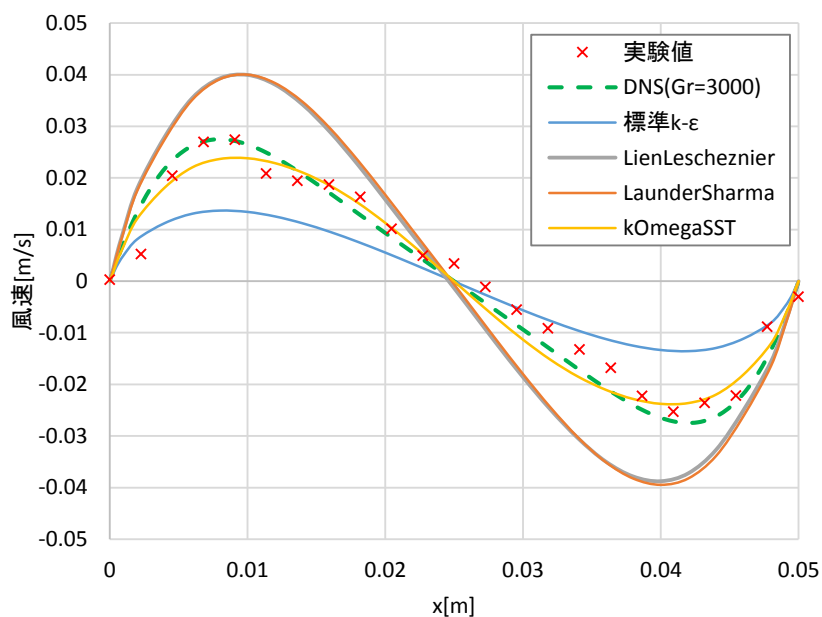


図 2-18 高さ中央 z 方向風速分布比較

図 2-16 に CFD 解析の結果を示す.

図 2-17 は上下温度分布を比較した図であるが,実験と CFD 解析の結果は概ね一致している.図 2-18 の高さ中央の風速分布を比較すると実験と kO の結果が最も DNS に近いことがわかる.kE では過小に,LL,LS では過大な風速になっている.以上から試験体の妥当性と本実験における RANS を用いた CFD 解析の妥当性が確認された

第2章の参考文献

- 1). 生井武文, 井上雅弘: 粘性流体の力学, 理工学社, 2002
- 2). 保原充, 大宮司久明: 数値流体力学 基礎と応用, 東京大学出版, 1992
- 3). S.V. パタンカー: コンピュータによる熱移動と流れの数値解析, 森北出版, 1985
- 4). W.P Jones, B.E Launder : The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence, Heat and Mass Transfer, Volume 15, Issue 2, pp 301-314, 1972
- 5). B.E. Launder, B.I.Sharma: Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc, Heat and Mass Transfer, Volume 1, Issue 2, pp131-137, 1974
- 6). F.S. Lien, W.L. Chen, M.A. Leschziner : Low-Reynolds-Number Eddy-Viscosity Modelling Based on Non-Linear Stress-Strain/Vorticity Relations, In: Proc. of the 3rd Symposium. On Engineering Turbulence Modelling and Experiments, pp 91-100, 1976
- 7). Menter, F.R., Kuntz, M., Langtry, R.: Ten years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model, Turbulence, Heat and Mass Transfer4, ed: Hanjalic, K., Nagano, Y., Tummers, M., Begell House, Inc., pp625-635, 2003.
- 8). Menter, F.R.: Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, AIAA Journal, vol.32, No.8, pp1598-1605, 1997.
- 9). J. Smagorinsky : General Circulation Experiments with the Primitive Equations, Monthly Weather Review, Vol. 91, No. 3, pp. 99-164, 1963
- 10). Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W. H. : A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model, Physics of Fluids A, Vol. 3, No. 7, pp. 1760-1765, 1991
- 11). Lilly, D. K. : A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Method, Physics of Fluids A, Vol. 4, No. 3, pp. 633-635, 1992
- 12). 小野浩己, 酒井孝司, 加治屋亮一: Dynamic LES モデルを用いた弱い自然対流流れ場の数値計算 各種 LES モデルの精度検証と格子依存性の検討, 空気調和衛生工学会論文集, pp29-38, 2012
- 13). Kiš, P. and Herwig, H.: Natural convection in a vertical plane channel: DNS results for high Grashof numbers, Heat and Mass Transfer/Waerme- und Stoffuebertragung, 50 (7), 957-972, 2014.
- 14). Kiš, P. and Herwig, H.: The near wall physics and wall functions for turbulent natural convection, Int. J. Heat and Mass Transfer, 55, 2625-2635, 2012.
- 15). DNS database : <http://www.tuhh.de/tt/dnsdatabase/dbindex.en.html> (閲覧日 2016.1.24)

第3章 ブラインドモデルの CFD 解析

3.1 諸言

これまでに URANS を室内の温度差による自然対流のみの流れ場で複雑形状を有するモデルに適応した例は少ない。一方で,第2章で述べたように,LES は適切な離散化が行われていれば,RANS よりも高い精度で解析が可能である。そこで,事前実験しておこなった温度分布を境界条件として与え,RANS モデル(LS,LL,kO)と LES での比較を行う。また,PIV 解析で得られた高さ中央の風速分布との比較を行う。

3.2 実験概要

実験概要を表 3-1 に示す。実験ケースはブラインドが高温の場合とガラスが高温の場合の2ケース行った。ブラインドの詳細を図 3-1 に示す。スラット角度は 45° でスラット間隔は 21.3mm である。ブラインドとガラスの発熱については温調機を用いて制御した。図 3-2 にブラインドの発熱機構の概要を示す。

表 3-1 実験概要

case	温度[°C]			PIV撮影条件	
	ガラス	ブラインド	冷却板	撮影時間	撮影Hz
case1	30	35	25	30秒	100枚/秒
case2	35	30	25	30秒	100枚/秒

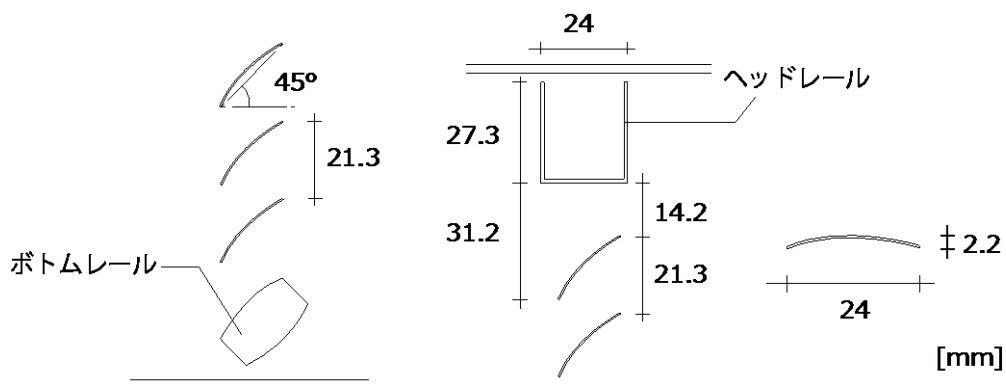


図 3-1 ブラインドの詳細

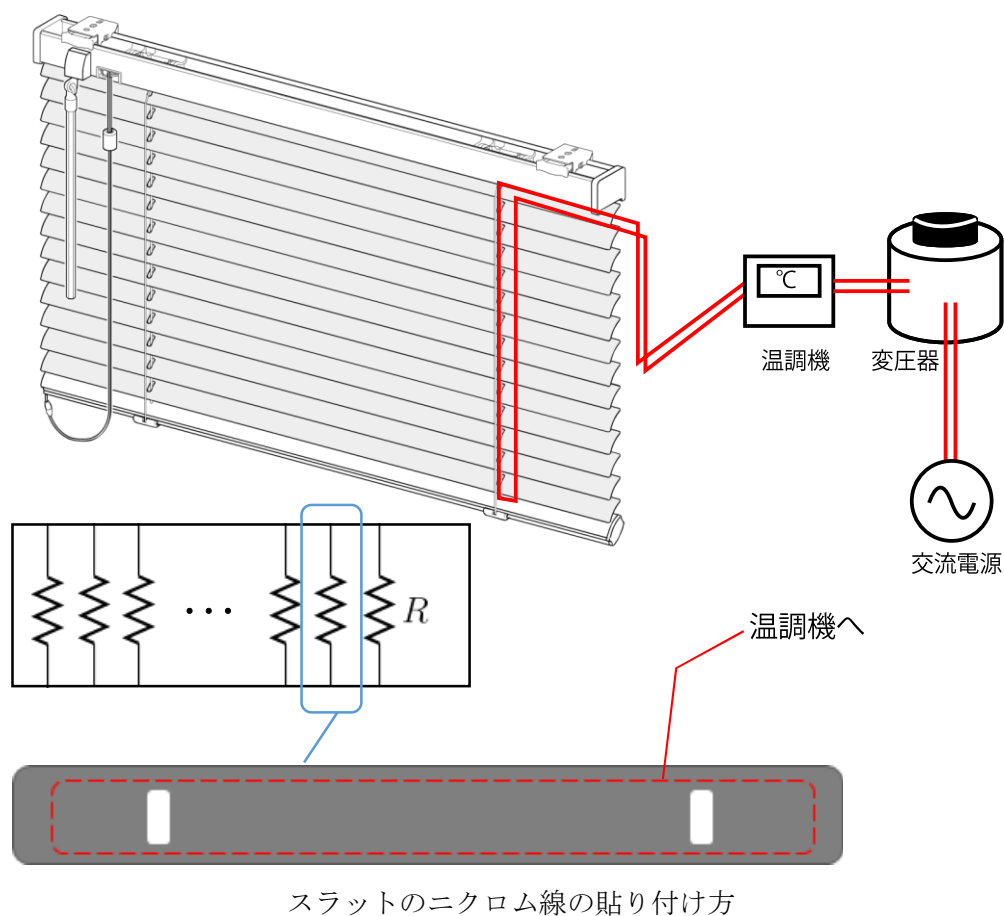


図 3-2 ブラインドの発熱の方法

3.3 CFD 解析

CFD 解析条件の概要とモデルの概要を表 3-2, 図 3-3 に示す。解析メッシュの作成は図 3-4 のような手順で行った。2 次元モデルの計算メッシュは図 3-5 のように作成した。LES は 3 次元解析が前提となるため、解析メッシュは図 3-6 のように 2 次元メッシュを y 方向に押し出して作成した。メッシュ数は 2 次元モデルで 37,084 格子、3 次元モデルで 1,705,864 格子である。どちらもメッシュの非直交性 (Non-Orthogonality) が 5 を超えていたため、laplacianScheme に非直交補正の corrected を使用している。LES 解析については、RANS(kO)での結果を助走区間として、その後 500 秒の平均をとった。

壁面の温度分布は、図 3-6, 図 3-7 のように与えた。なお、ブラインドの 1240mm の高さはヘッドレールになっており、発熱されていないため、温度が低くなっている。また、近似式の作成には使用していない。

第3章 ブラインドモデルの CFD 解析

表 3-2 CFD 解析概要

解析コード	OpenFOAM(ver.2.3)	
解法	PISO法	
時間項	RANS	Euler法
差分スキーム	LES	2次精度後退差分
対流項差分スキーム(RANS)	風速・温度	2次精度TVD
	乱流量	1次精度風上
対流項差分スキーム(LES)	風速・温度	2次精度中心差分
	乱流量	2次精度中心差分
乱流モデル	RANS	LienLeschziner k-ε
		kOmegaSST
	LES	DynamicSmagorinsky
時間刻み幅	0.025秒	
最大Courant数	1.0以下	
助走計算時間	500秒	
平均化計算時間	500秒	

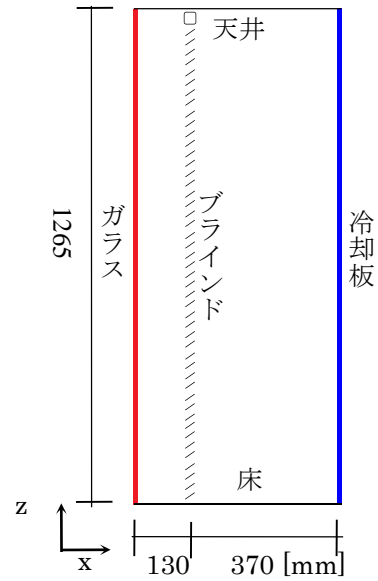


図 3-3 CFD 解析モデル



ブラインドのモデル化

図 3-4 メッシュ作成手順

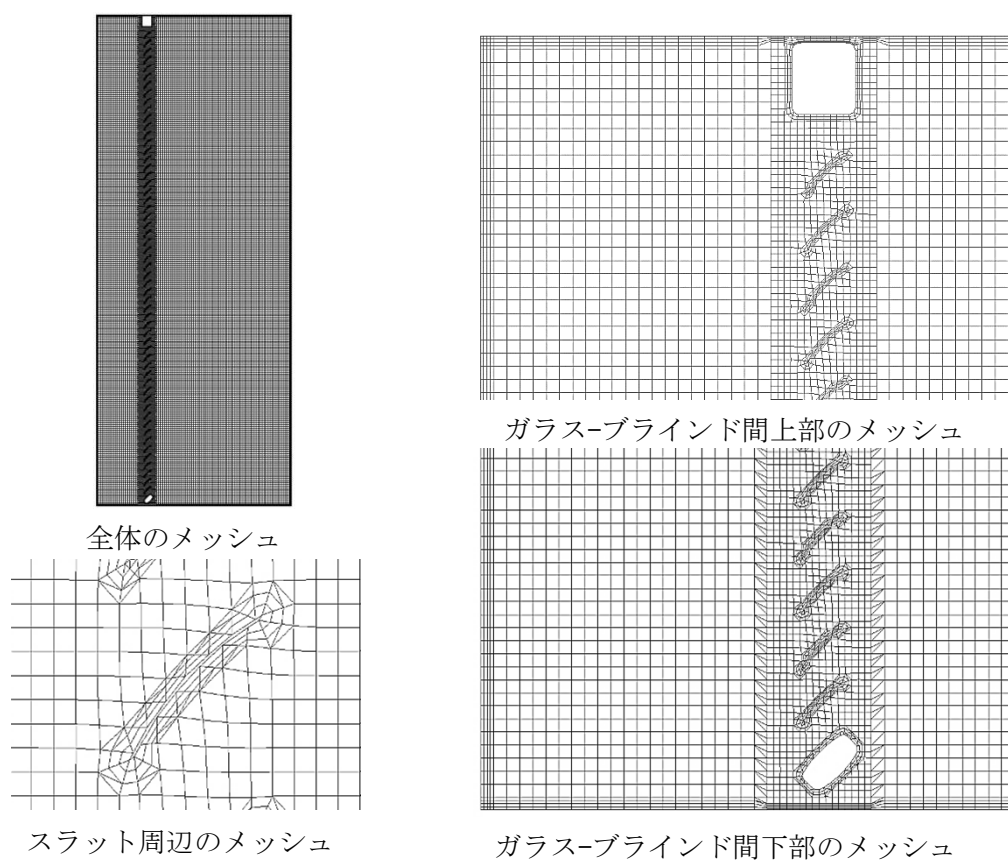


図 3-5 2次元モデル計算メッシュ

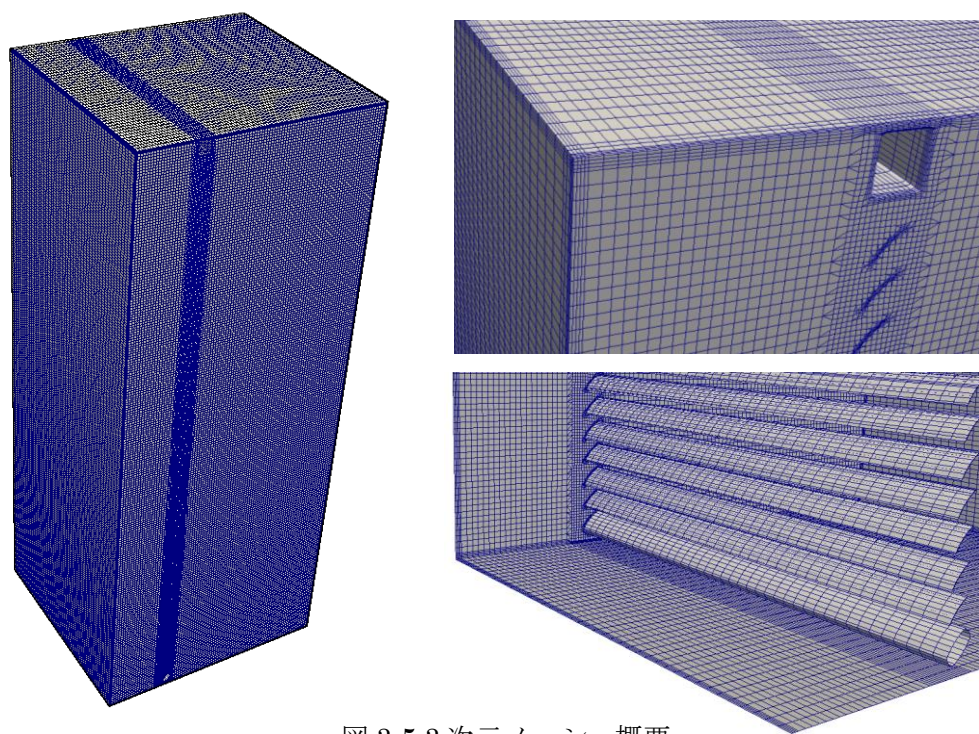


図 3-5 3次元メッシュ概要

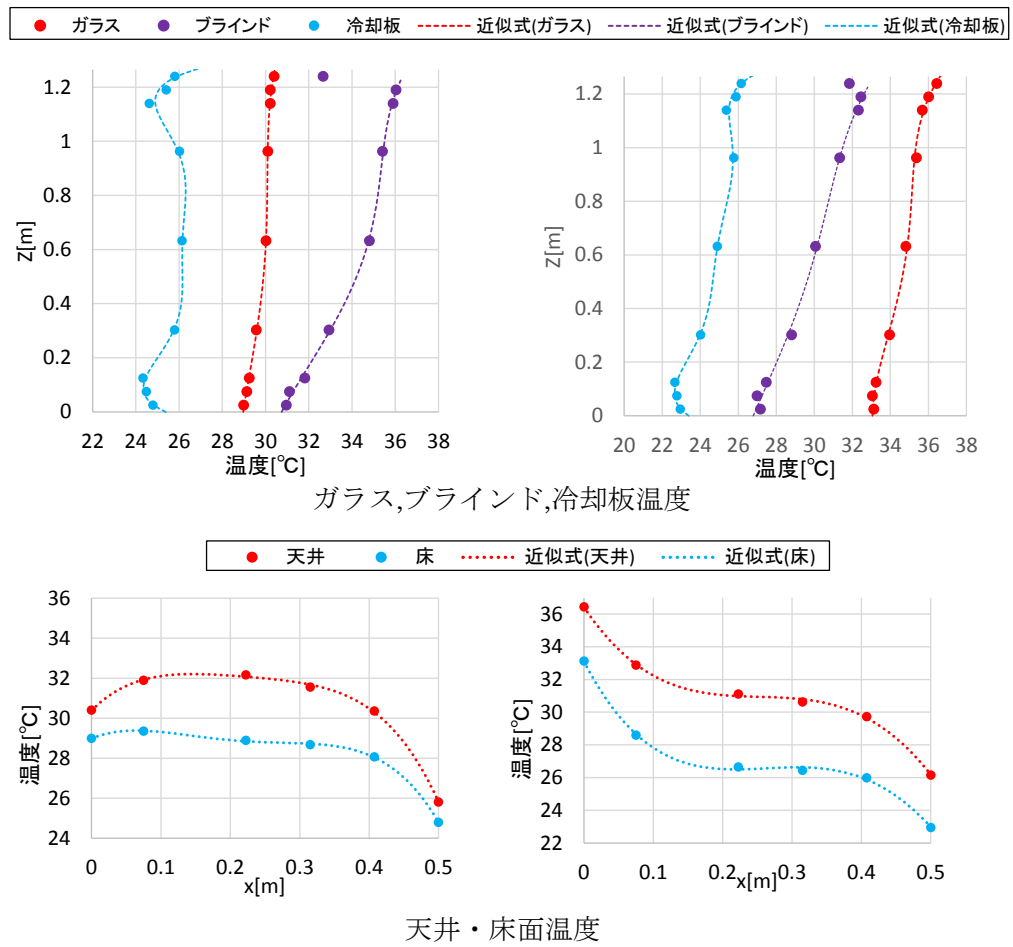


図 3-6 壁面温度の境界条件

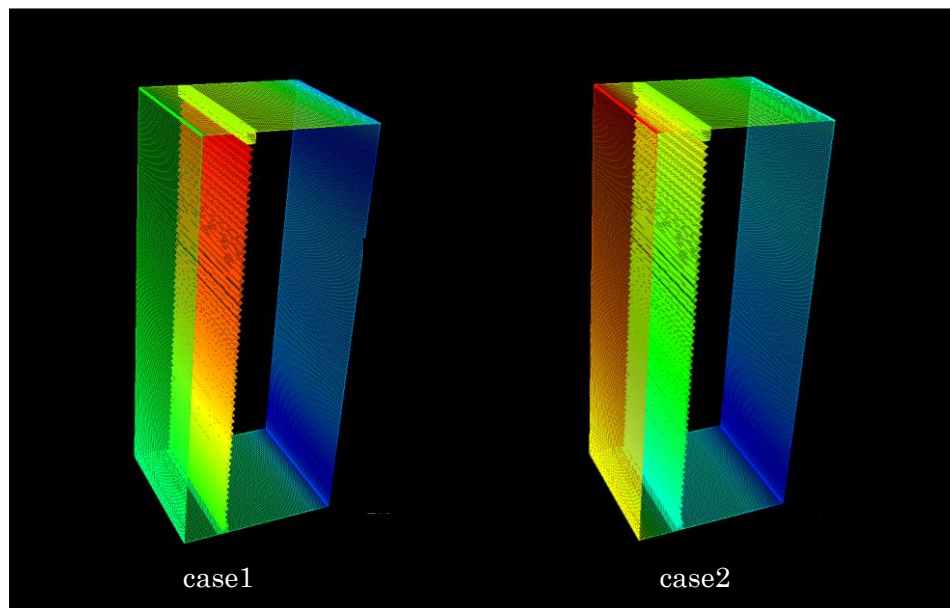


図 3-7 壁面温度の境界条件(解析モデル)

3.4 CFD解析と実験の比較

CFD解析の結果を図3-8～図3-10に示す。どの乱流モデルにおいても流れの傾向は同じである。case1ではブラインドを蛇行しながら天井面に向かって上昇し、冷却板側へ流れる。また、そのうち一部の気流はガラス面を下るような挙動を示す。これは、ガラス-ブラインドの温度差に着目するとブラインドの方がガラスよりも高温なため、ブラインドで上昇し、ガラスで下降する流れであるからと考えられる。温度分布をみると34℃の等温線の広がりには乱流モデルによる差異がみられる。特にLL,LSの低Re型k- ϵ モデルで広がり大きいことがわかる。この現象は小野らの研究より、LLが正方形キャビティ内で過大に上下の温度の広がりを評価してしまうという結果に一致する。

case2では、下部からガラス-ブラインド間へ流れた気流がガラスに沿って上昇し、その後、室内側へ流出し、冷却板で下降することがわかる。また、下部では一部ブラインドに沿って上昇する気流が見られた。一方、上部では、ブラインドに沿って下降する気流が見られた。

図3-15の上下温度分布をみると乱流モデルによる差異は少ない。しかし、実験値と比較をするとcase1では室内側の上部、case2ではガラス-ブラインド間の下部と室内側の上部で差異が確認された。この原因として考えられることは以下の2点である。

図3-17にガラス-ブラインド間の高さ中央でのz方向風速分布を示す。case1ではkOとLESが近い値となっている。また実験値にも近い。一方でLLはガラス面を下降する気流速度が過大になっている。case2については実験とCFD解析で概ね一致している。

1. 実験において、各部位の温度が2次元的になっていない
2. CFD解析において計算メッシュが粗く、十分な精度がでていない。

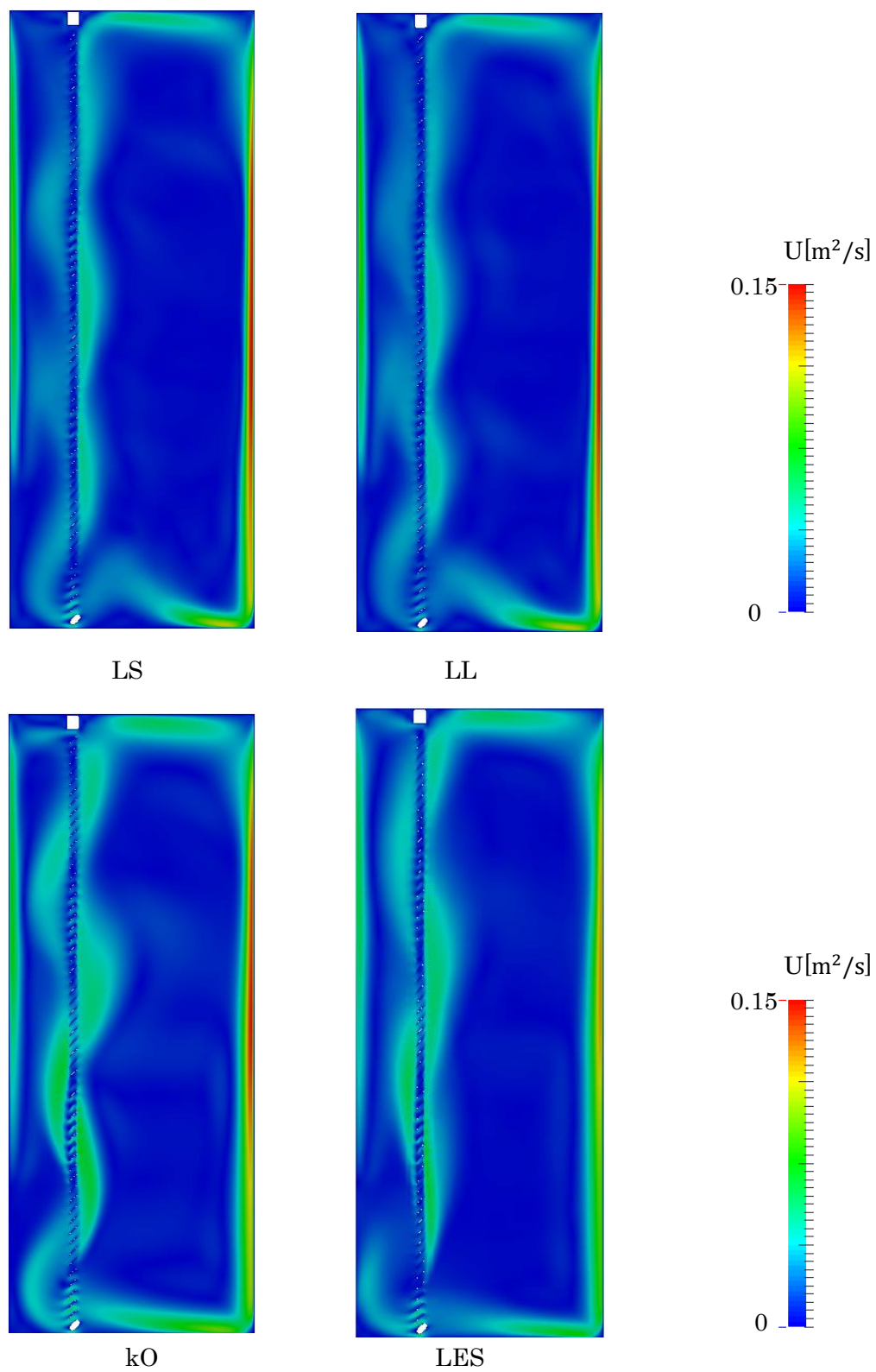


図 3-8 case1 風速プロファイル

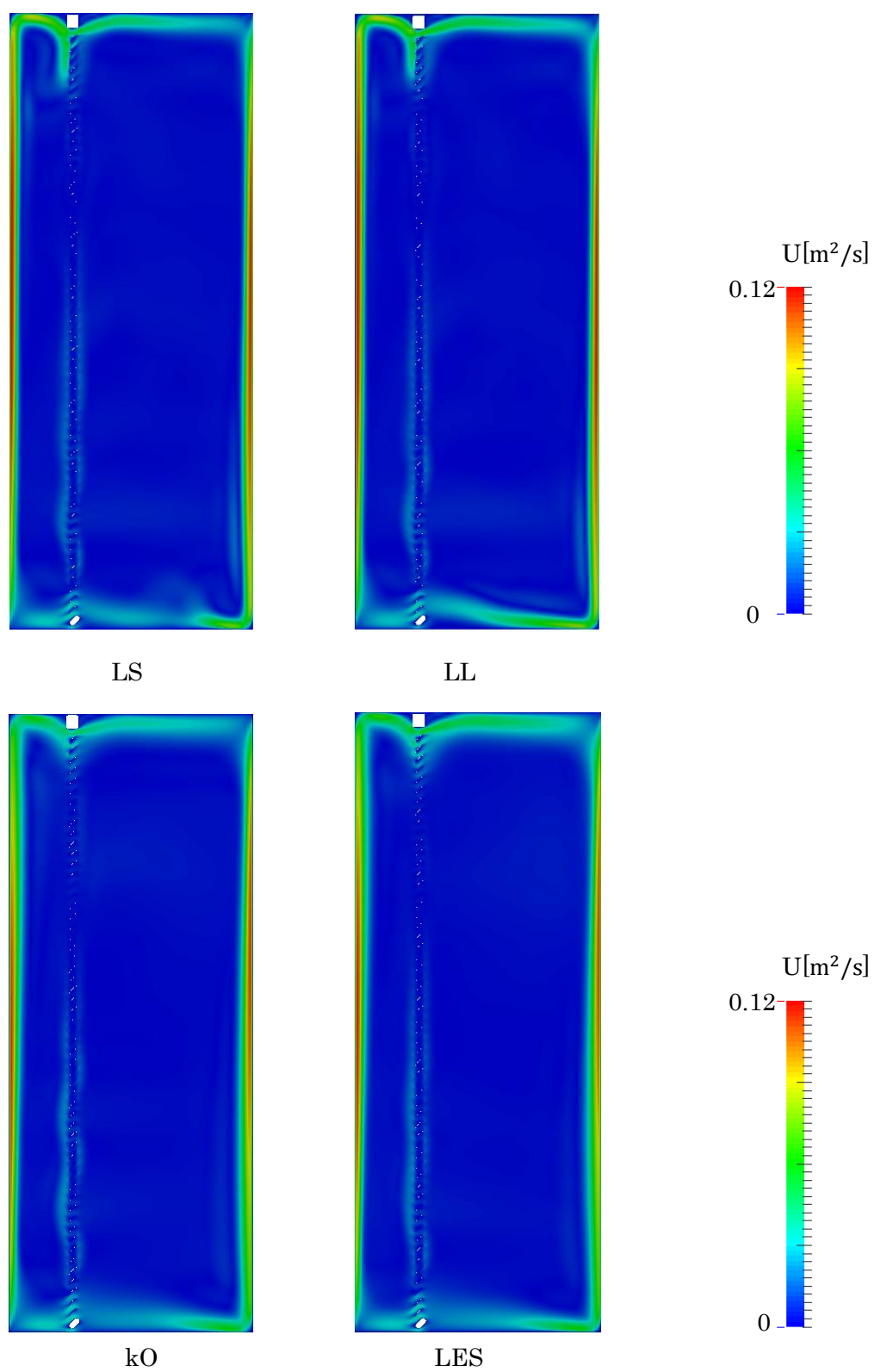


図 3-9 case2 風速プロファイル

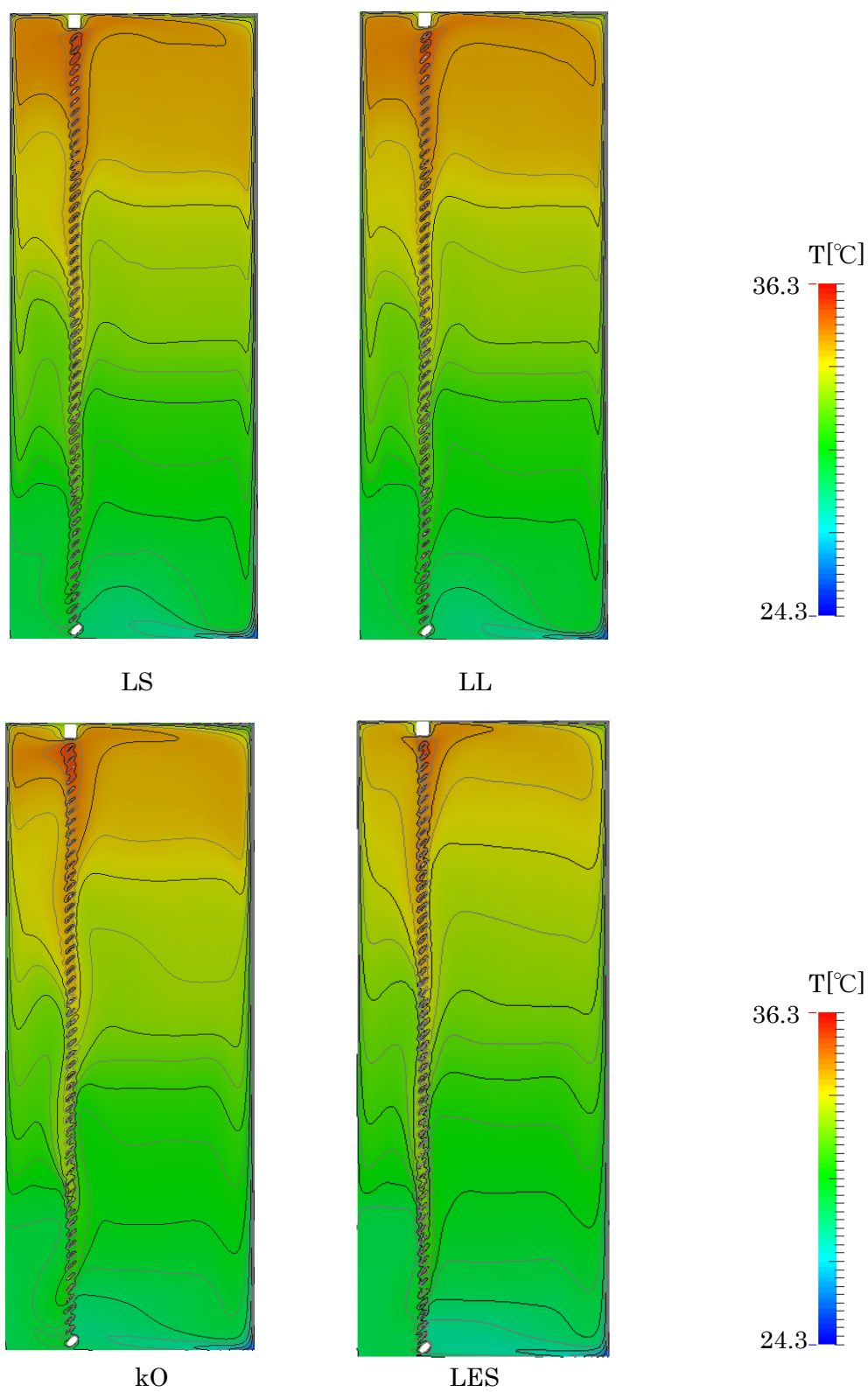


図 3-10 case1 温度分布

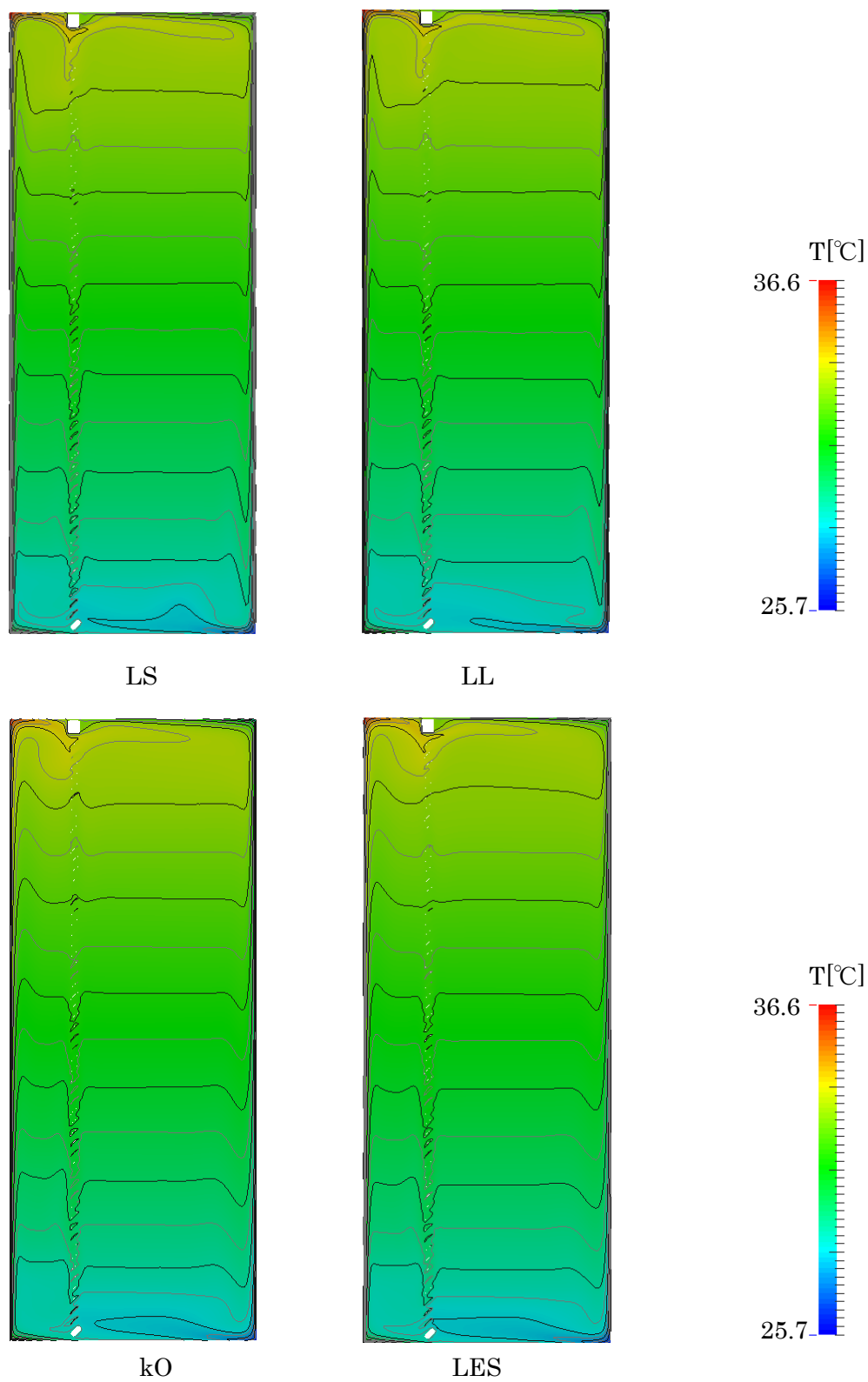


図 3-11 case2 温度分布

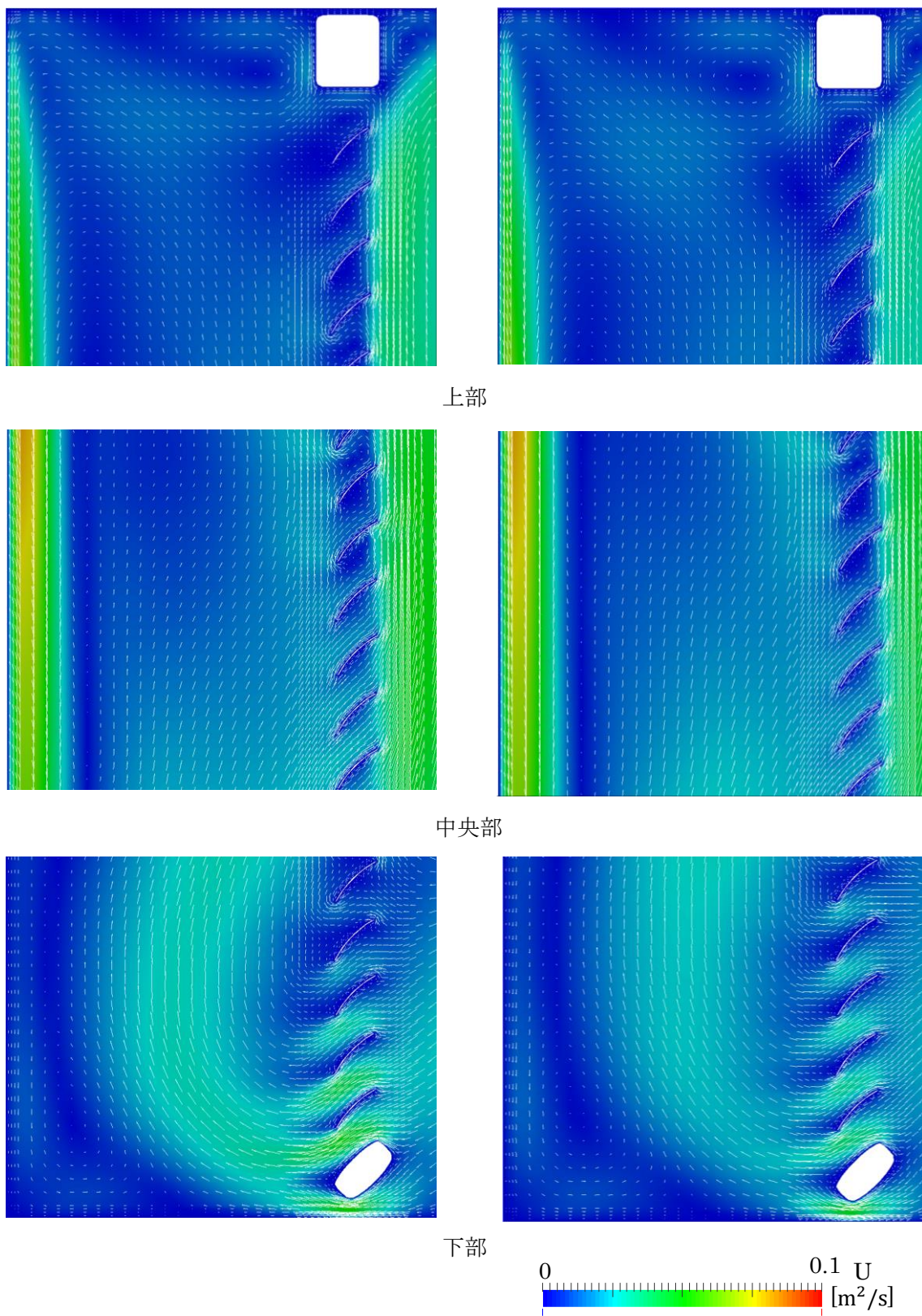


図 3-12 case1 ガラス-ブラインド間風速分布・ベクトル図(左 : LS, 右 : LL)

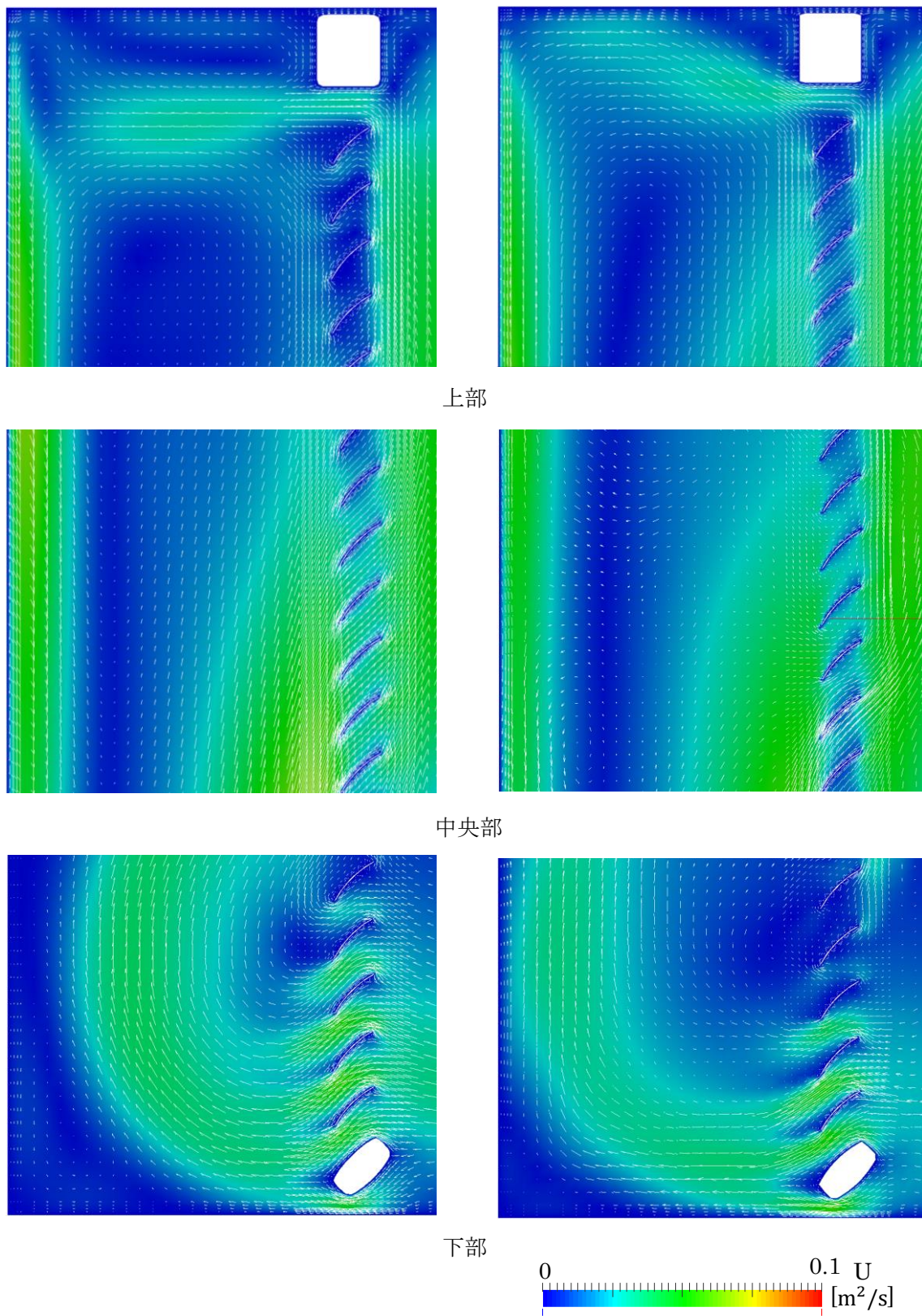


図 3-13 case1 ガラス・ブラインド間風速分布・ベクトル図(左 : kO, 右 : LES)

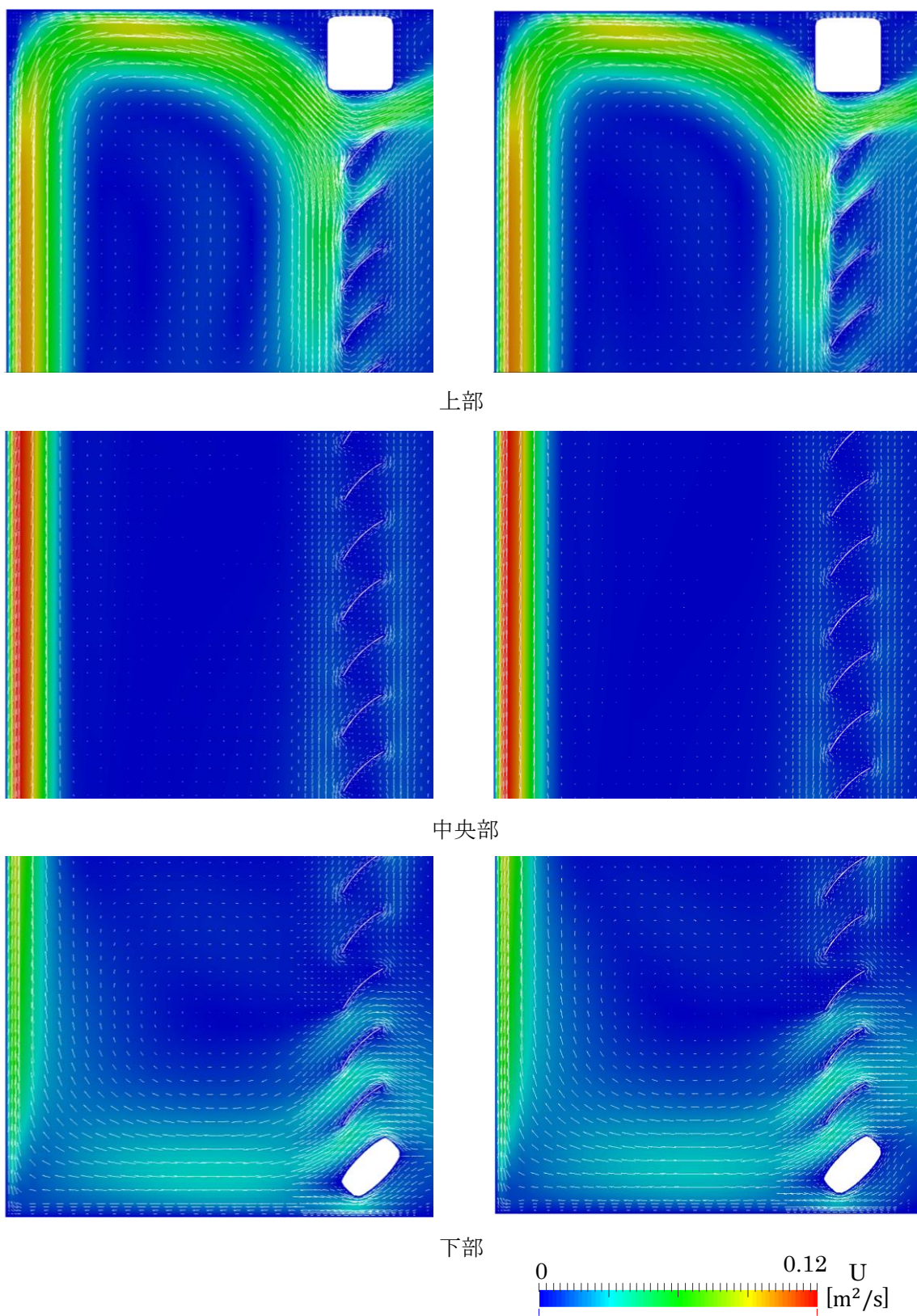


図 3-14 case2 ガラス-ブラインド間風速分布・ベクトル図(左 : LS,右 : LL)

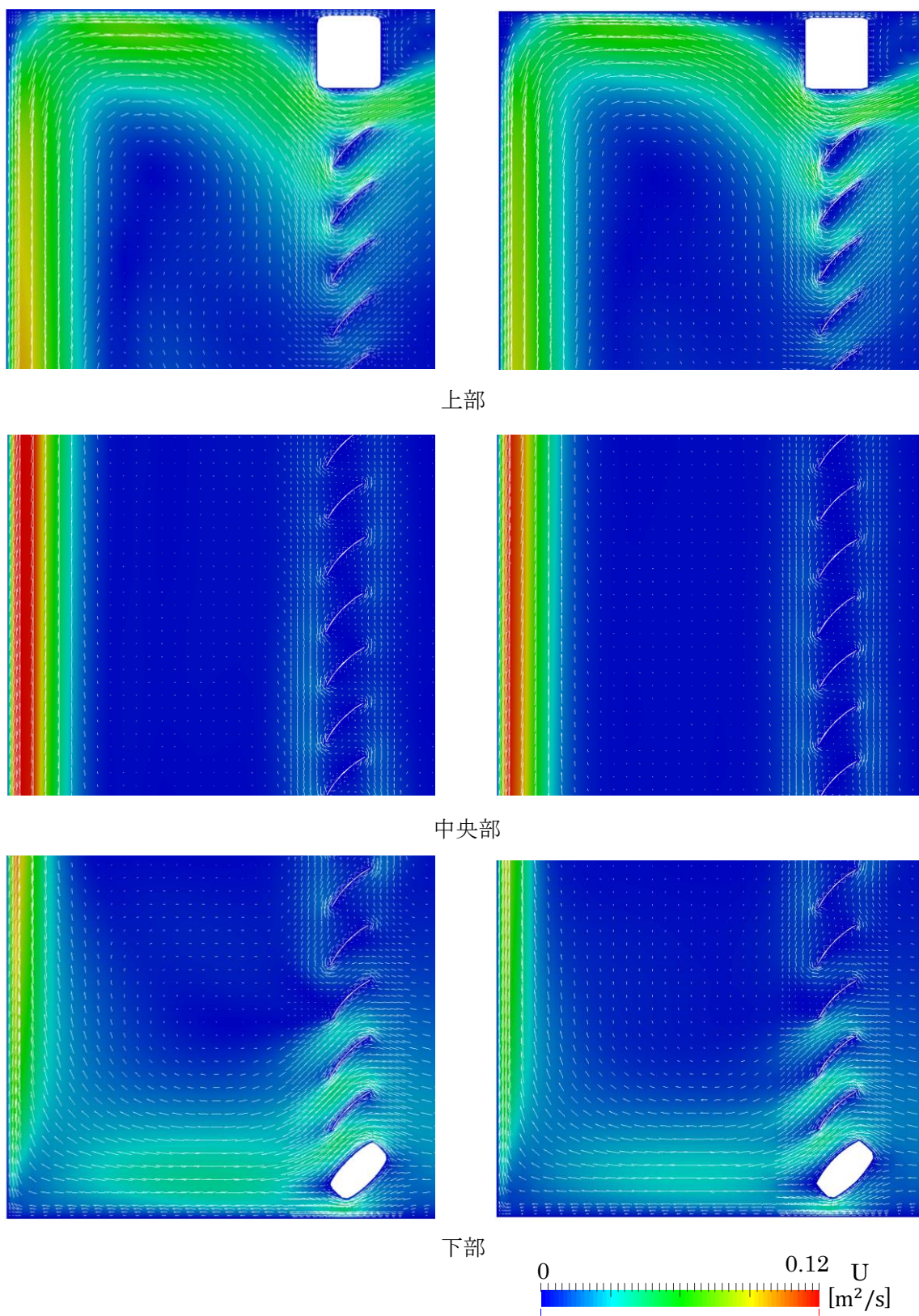
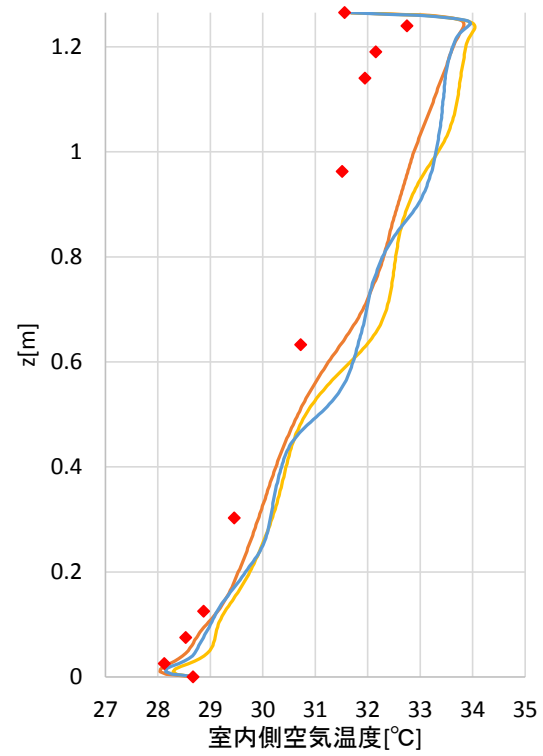
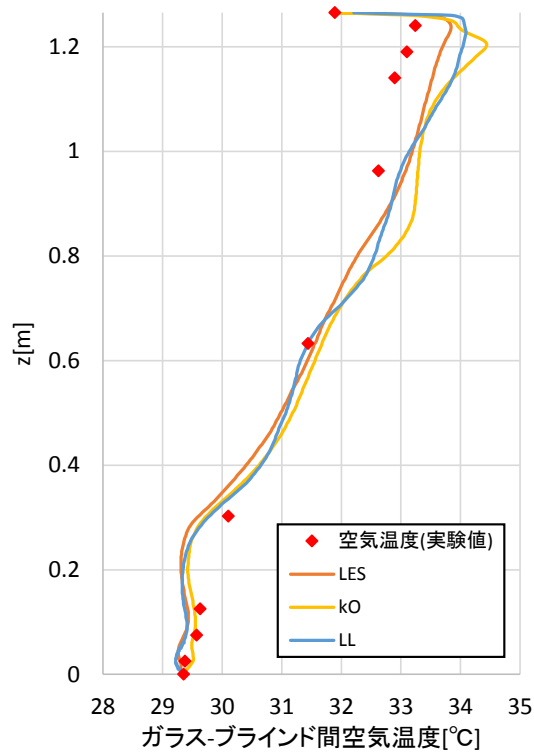
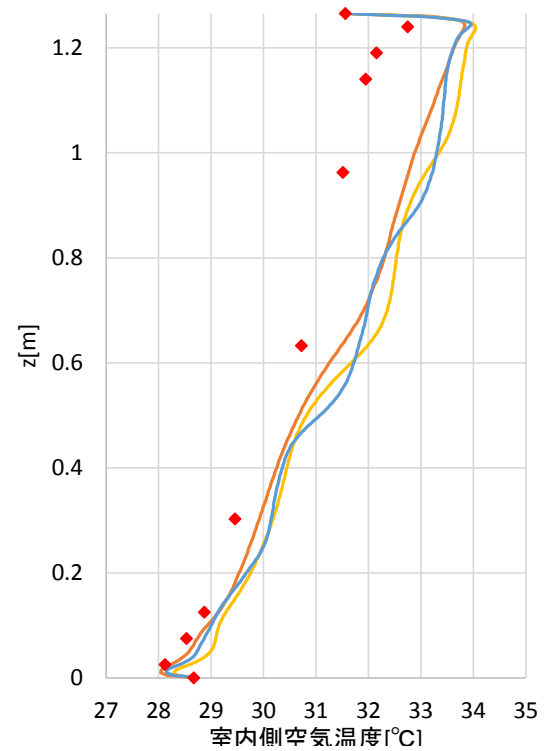
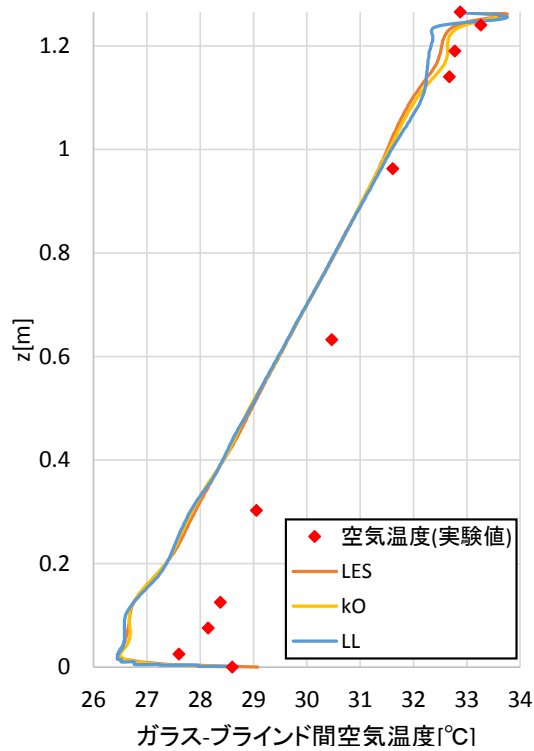


図 3-15 case2 ガラス-ブラインド間風速分布・ベクトル図(左 : kO, 右 : LES)

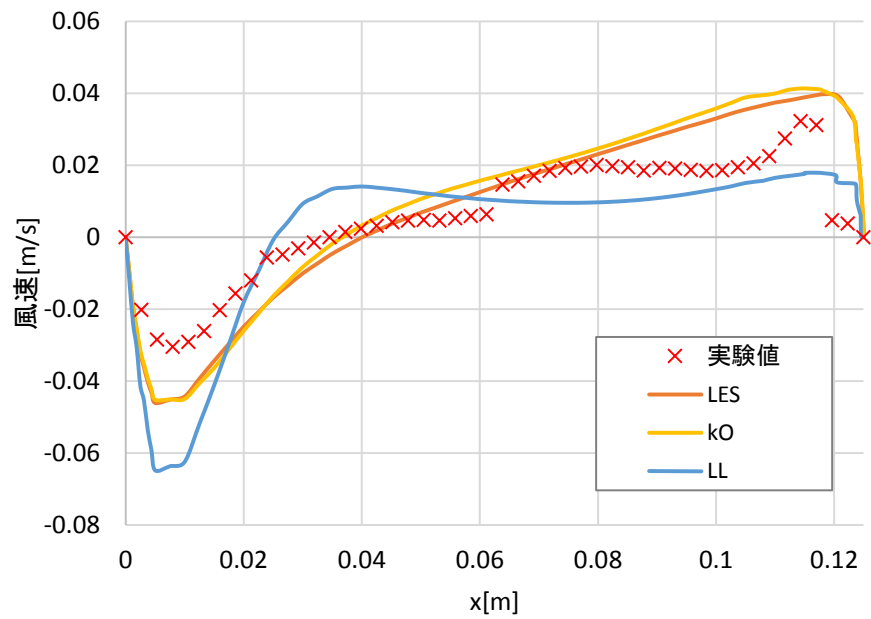


case1

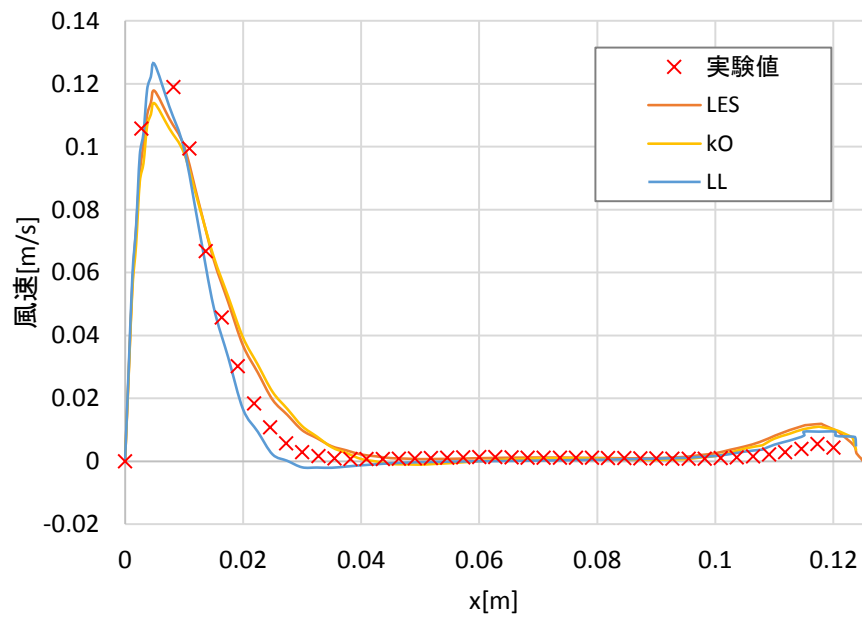


case2

図 3-16 上下温度分布の比較



case1



case2

図 3-17 ガラス-ブラインド間高さ中央の比較

第4章 試験体と計算メッシュの改良

4.1 諸言

第3章では,冷却板の温度分布が2次元的になっていないことや,スラット周辺の計算メッシュが不均一であり,それが計算の精度に影響していることが考えられる.本章では,それらの改善を行った上で,ガラス-ブラインド間の温度を変化させた再実験を行い,その時の壁面温度を境界条件として,CFD解析を行った.

4.2 実験概要

4.2.1 冷却板の改善

これまでの試験体の冷却板はペルチェ素子を用いており,冷却板面内での温度分布が2次元的になっていなかった(図4-1).これはペルチェ素子の節点が過剰に冷えるか,放熱が上手く行われずに加熱してしまうためだと考えられる.そこで,図4-2のようにチラーを用いた冷却板を作成した.改善後の試運転の面内温度分布図4-3に示す.ペルチェ素子を用いた冷却板よりも2次元的な断面になっていることがわかる.

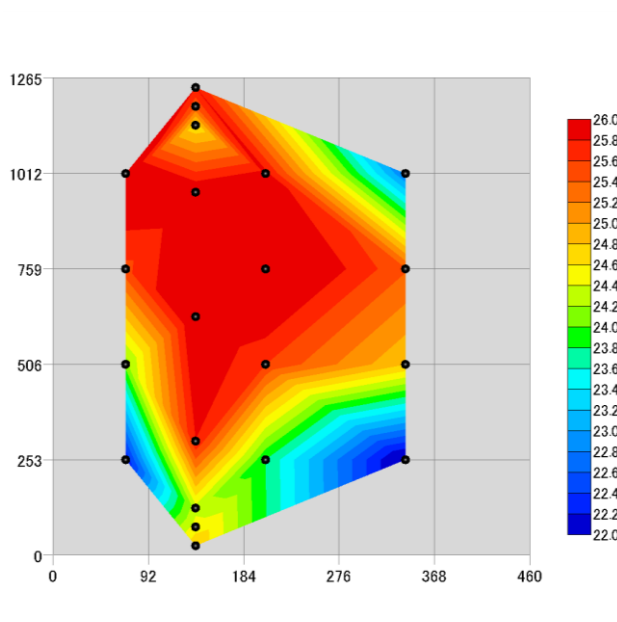


図4-1 ペルチェ素子を用いた冷却板の面内温度分布

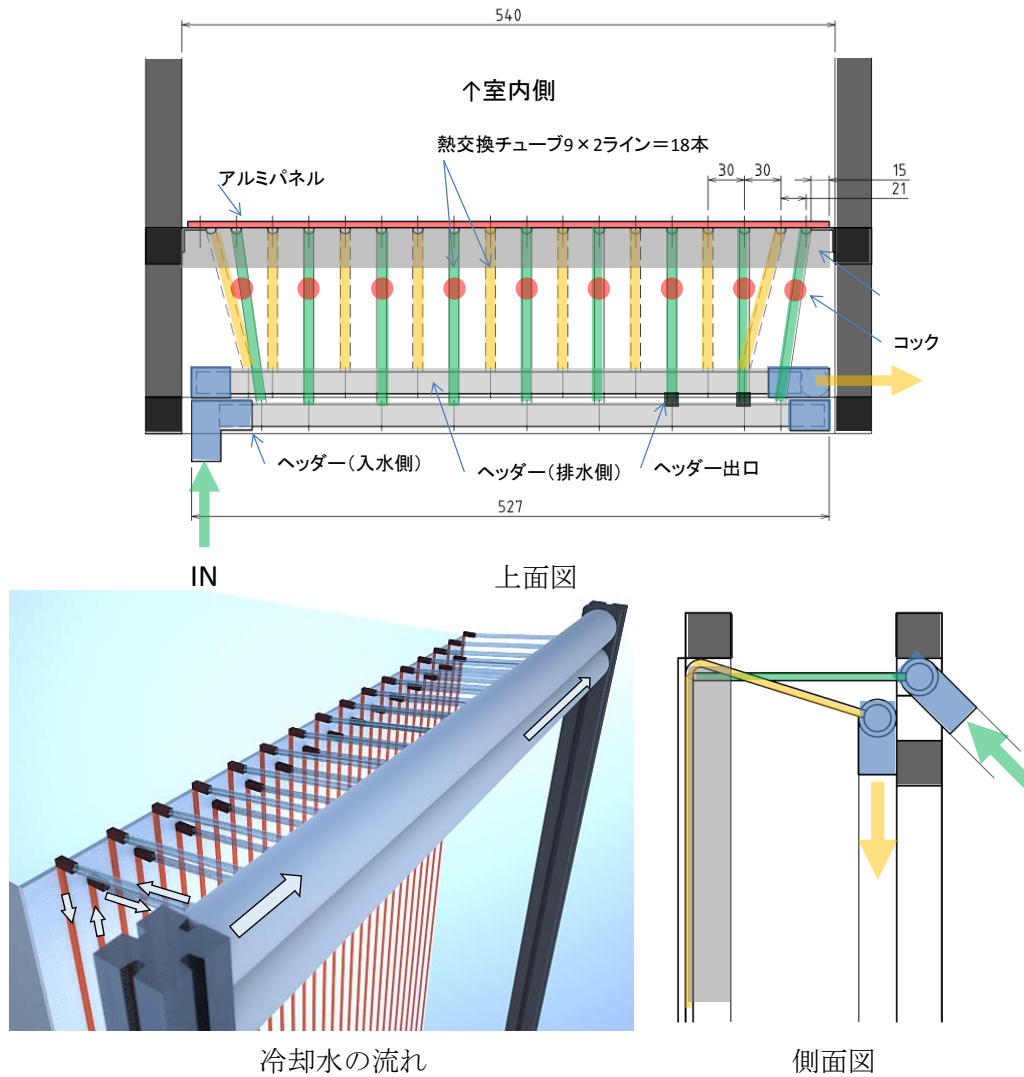


図 4-2 冷却板概要

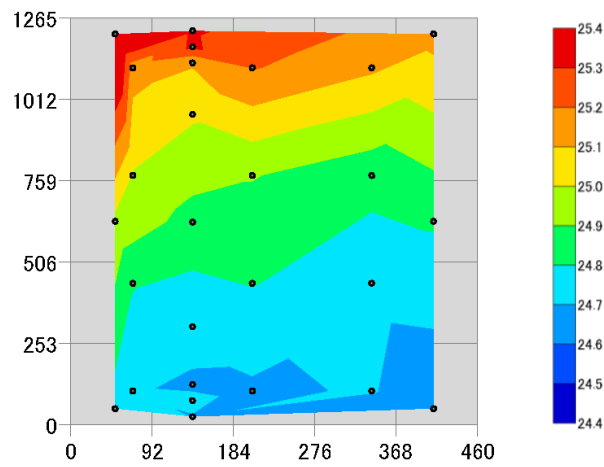


図 4-3 チラーを用いた冷却板の温度分布

4.2.2 温度・熱流測定と PIV 解析の概要

実験ケースと PIV 撮影条件を表 4-1 に示す.第三章で行ったケースに加え,ガラス-ブラインドが等温の条件を加えた 3 ケース行った.発熱に関しては第三章では温度調節器を用いて一定温度に保っていたが,発熱量を把握することが煩雑であるため,一定の電力を加え発熱させ,温度が安定した時刻を定常状態として,それ以降で測定をした.各撮影点における撮影開始前 10 分間の平均温度分布を図 4-4 に示す.ガラスとブラインドには上下温度差がつくため,高さ中央の測定点温度が設定した温度になるように調節を行った.

図 4-5 に熱流量の分布を示す.熱流の方向は外部から試験体内への方向を正とする.ただし,ブラインドについては,測定時の電圧と抵抗から算出した.また,熱流量に各測定点の代表面積を掛けて算出した各部位の吸放熱量を図 4-6 に示す.case1 ではブラインドが高温なため,ガラスと冷却板で吸熱をしている.case2 ではガラスが発熱しており,冷却板で吸熱している.また,ブラインドの発熱は off 状態になっている.case3 ではガラスとブラインドが発熱しており,冷却板で吸熱している.

表 4-1 PIV 解析概要

case	温度[°C]			PIV撮影条件	
	ガラス	ブラインド	冷却板	撮影時間	撮影Hz
case1	30	35	25	30秒	100枚/秒
case2	35	30	25	20秒	150枚/秒
case3	30	30	25	20秒	150枚/秒

第4章 試験体と計算メッシュの改良

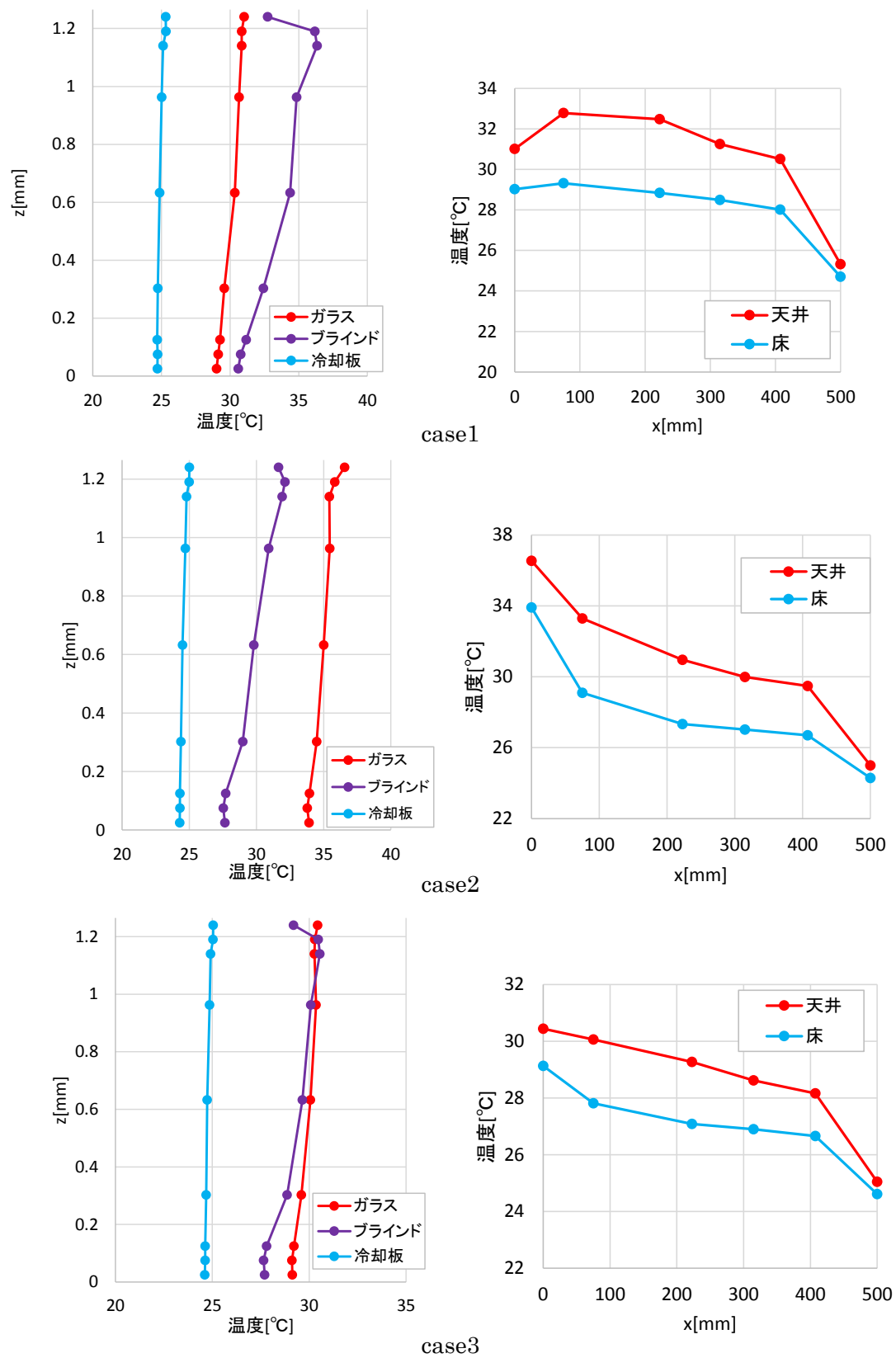


図 4-4 温度分布

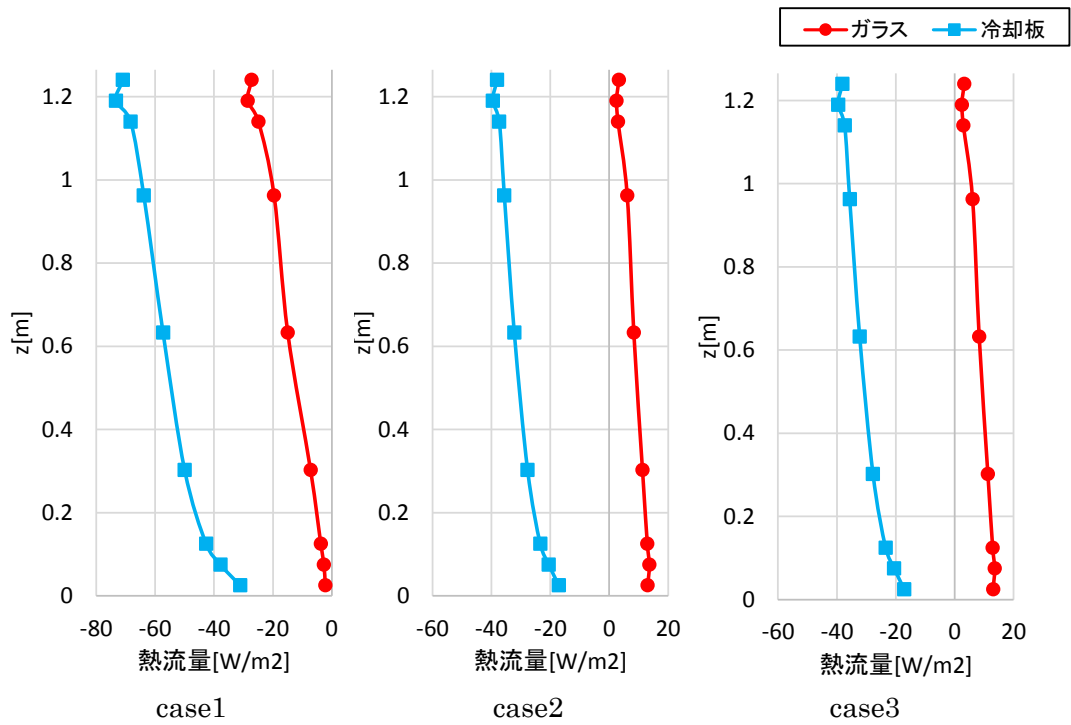


図 4-5 熱流量分布

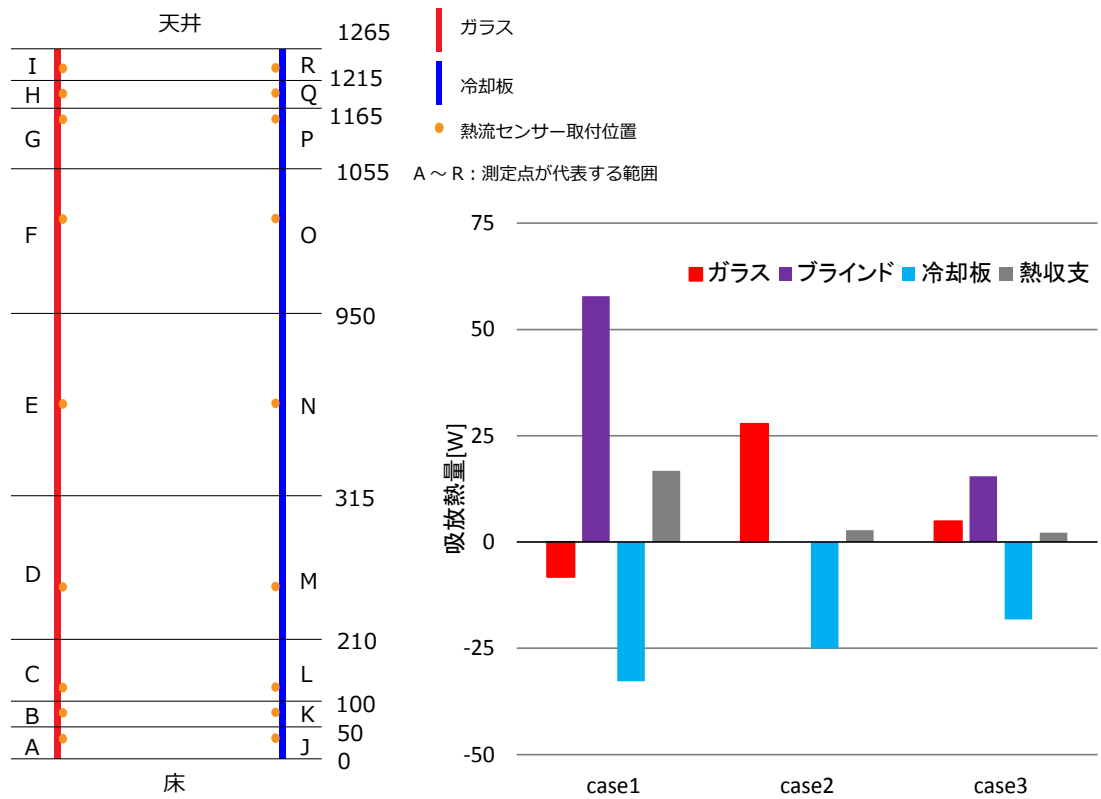


図 4-6 各部位代表面積

図 4-7 各部位の吸放熱量と熱収支

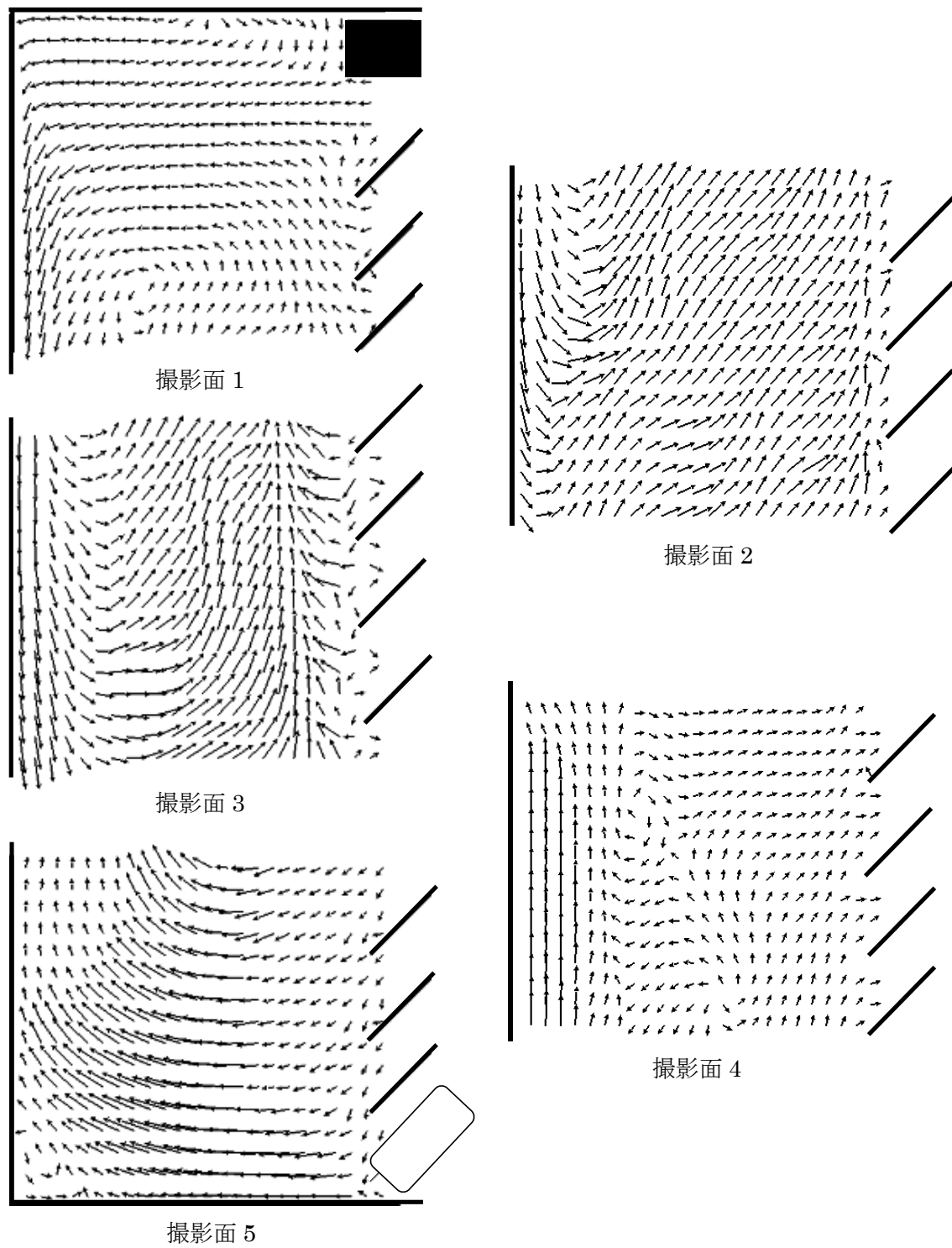


図 4-8 case1 風速ベクトル図

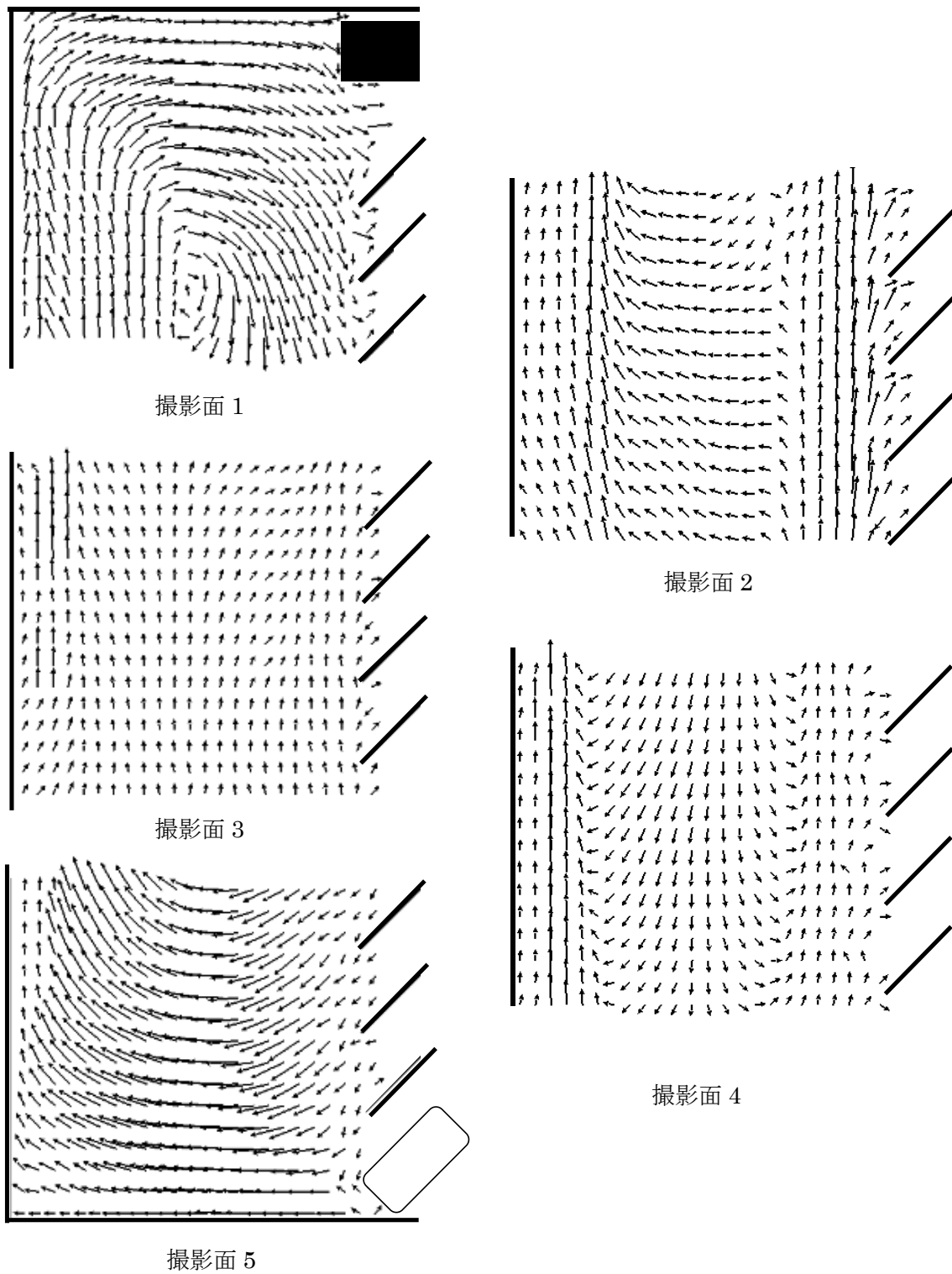


図 4-9 case2 風速ベクトル図

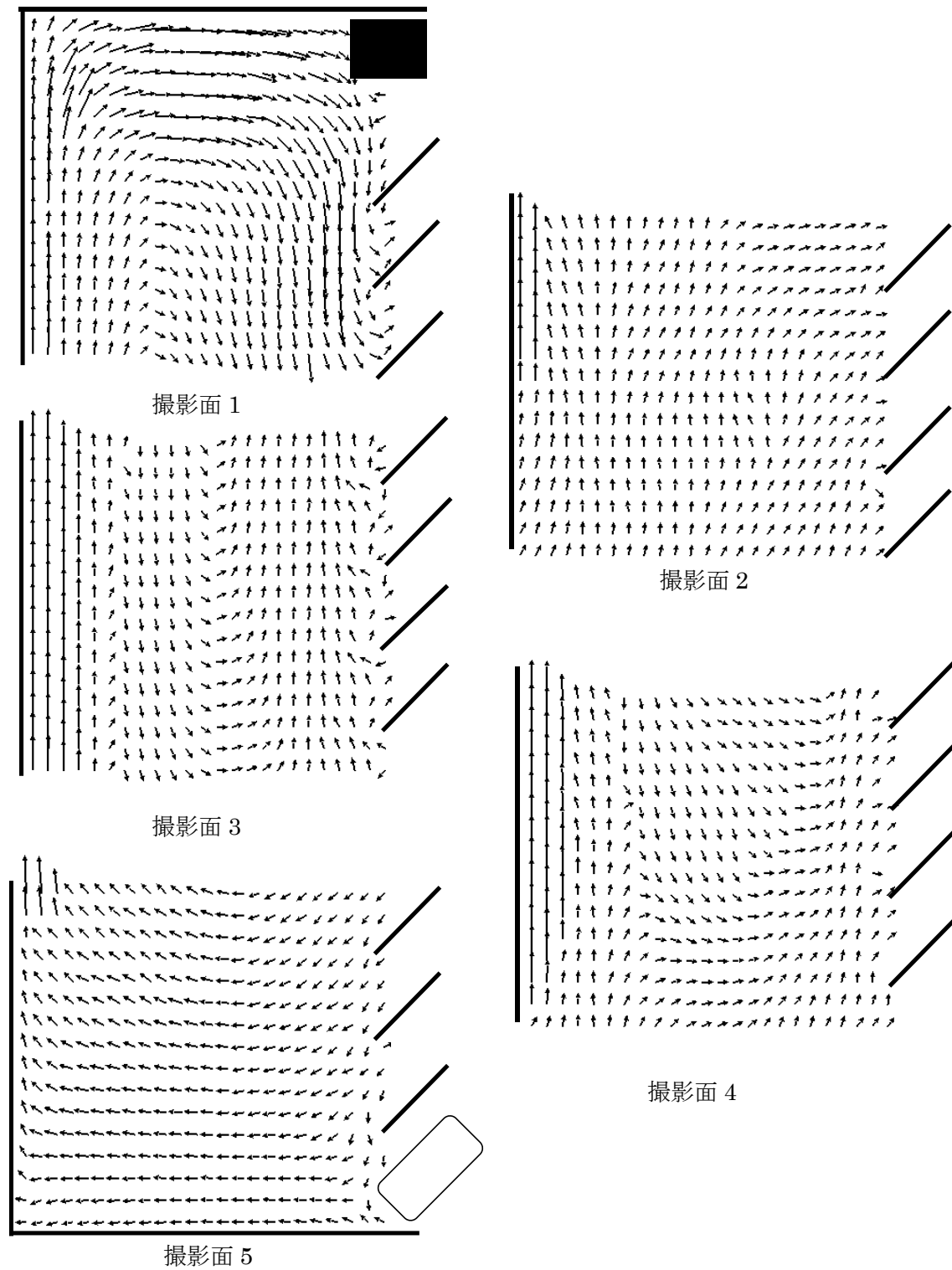


図 4-10 case3 風速ベクトル図

4.3 CFD 解析

4.3.1 計算メッシュの再構築

計算精度の向上には計算メッシュを細かくすることが必要である。しかし、一方で計算負荷が増大する可能性もある。そこで、第3章では等間隔メッシュにブラインドを取り込んでいたが、任意の座標で構造格子を作成するプログラムを用いる。これにより全体のメッシュ数は大きく変わらないが、詳細に計算したい部分に比重を置いて、メッシュの分割が可能である。また、スラットごとメッシュが異なっていたことについては、スラットを単位とする構造格子をあらかじめ作成することで均一なメッシュが作成できる。以上のことを踏まえ、図4-11のようなメッシュ計画と作成した。

作成したメッシュを図4-12に示す。ガラス面のx方向壁面第一セル幅は0.5mm以下で成長率は1.2である。スラットについても同様に0.5mm以下で成長率は1.2で3層作成した。また、ボトムレールとヘッドレールの形状を再現した。

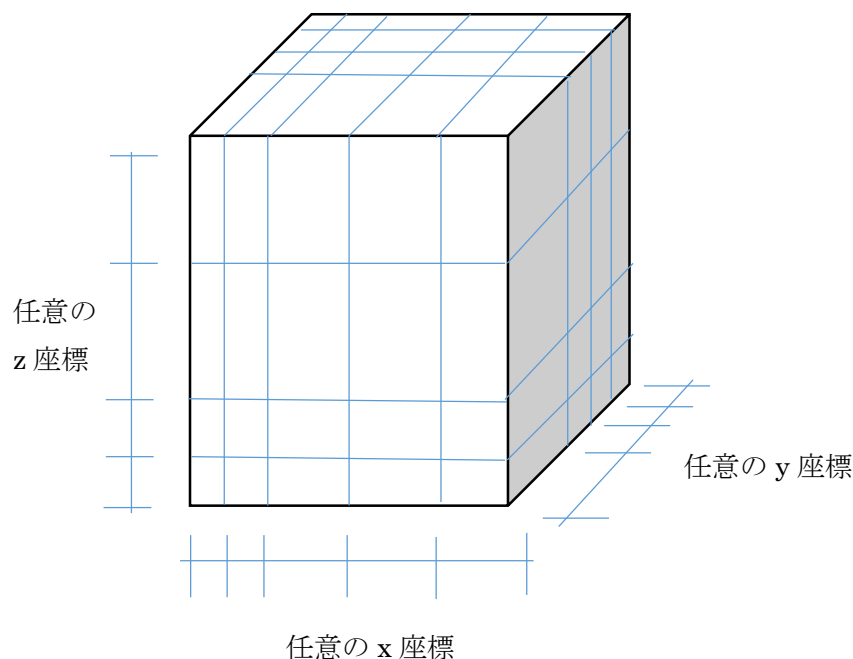


図 4-10 任意の構造格子の作成

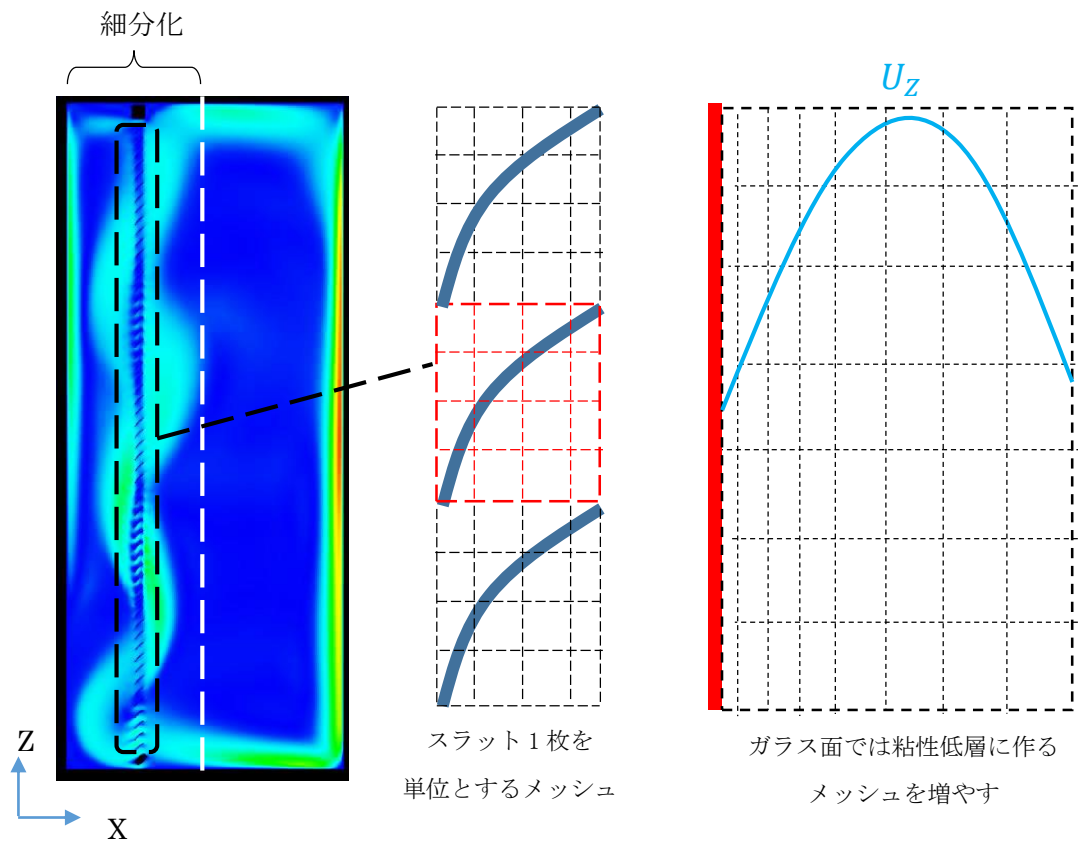


図 4-11 全体のメッシュ計画

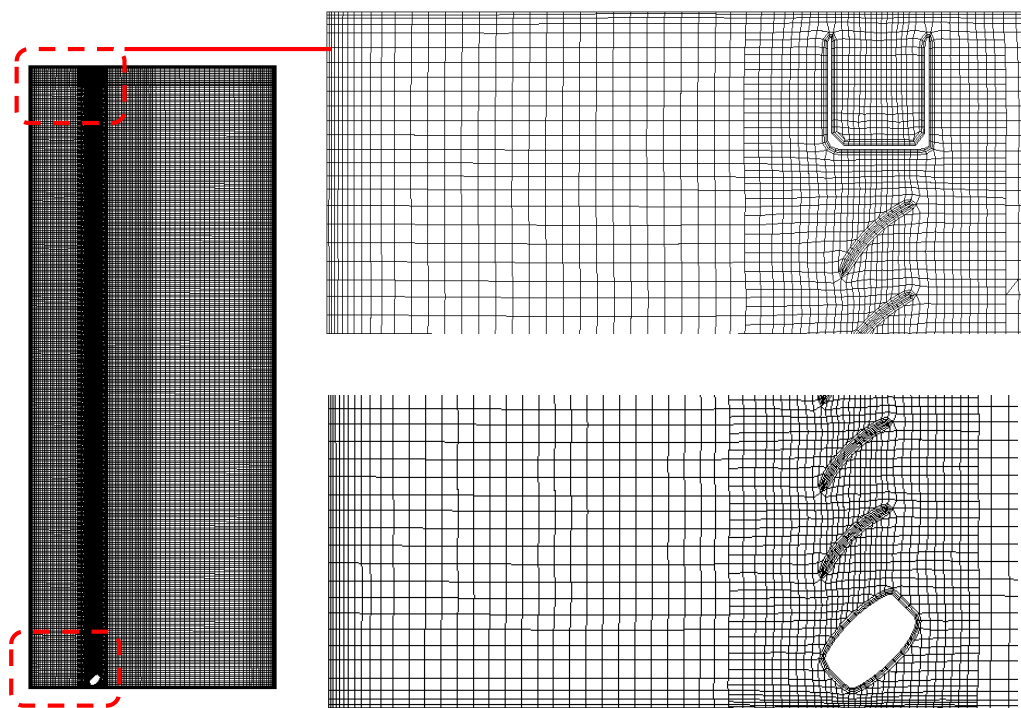


図 4-12 計算メッシュの再構築

4.3.2 実験と CFD 解析の比較

CFD 解析条件を表 4-2 に示す.第 3 章で行った 2 次元解析の条件と同じである.乱流モデルには,第 2 章と第 3 章の結果より kOmegaSST を用いた.

表 4-2 CFD 解析条件

解析コード		OpenFOAM(ver.2.3)
解法		PISO法
時間項差分スキーム		Euler法
対流項差分スキーム	風速・温度	2次精度TVD
	乱流量	1次精度風上
乱流モデル		kOmegaSST
時間刻み幅		0.025秒
最大Courant数		1.0以下
助走計算時間		500秒
平均化計算時間		500秒

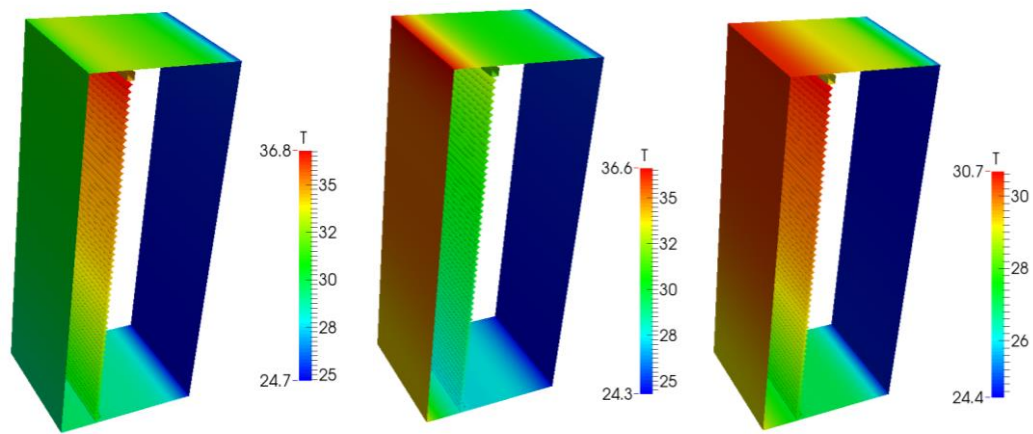


図 4-13 CFD 解析壁面温度分布

図 4-2 壁面温度分布

$$\text{壁面温度 } T = ax^4 + bx^3 + cx^2 + dx + e$$

係数		a	b	c	d	e
case1	ガラス	3.32	-8.28	5.72	0.90	29.03
	ブラインド	14.095	-30.248	17.031	3.827	30.454
	冷却板	1.489	-3.347	2.664	-0.496	24.719
	天井	-1246.863	1173.397	-395.997	49.264	30.978
	床	-701.836	588.864	-163.976	13.913	29.006
case2	ガラス	12.036	-27.281	18.380	-1.809	33.911
	ブラインド	5.328	-9.544	3.736	4.168	27.348
	冷却板	0.867	-1.744	1.296	0.001	24.291
	天井	-461.645	153.371	90.574	-48.864	36.509
	床	421.401	-761.557	417.334	-90.094	33.888
case3	ガラス	3.150	-8.132	5.697	0.483	29.088
	ブラインド	5.124	-11.048	5.307	3.289	27.481
	冷却板	0.390	-0.550	0.198	0.215	24.608
	天井	-547.233	426.807	-101.005	1.506	30.420
	床	-184.989	35.306	52.541	-20.970	29.122

・風速プロファイル・温度分布

CFD 解析結果の風速プロファイルと温度分布を図 4-14~図 4-15 に示す。また、ガラス-ブラインド間での風速ベクトル図を図 4-16~図 4-18 に示す。case1 と case2 では第 3 章で明らかになったような気流性状である。case3 では、ブラインドとガラスの両方で上昇する気流が確認できた。これは PIV 解析の結果にも表れている。また、SurfaceLIC による流れ場の可視化を図 4-19~21 に示す。

実験との温度分布の比較を図 4-19 に示す。ガラス-ブラインド間の温度分布は概ね一致しているが、室内側の上部で温度に差異が生じている。これは、撮影面と対撮影面における熱の流出が考慮されていないためだと考えられる。

・対流熱伝達率

CFD 解析の結果から対流熱伝達率を算出した。結果を図 4-23 に示す。ブラインドについてはスラットの中心($x=130$)における対流熱伝達率である。また、各セルの対流熱伝達率にセルの面積を掛け、対流熱伝達量を算出した(図 4-24)。case1 のブラインドの対流熱伝達率を風速プロファイルと比較してみると、蛇行する気流がブラインド面に衝突する部分で対流熱伝達率が大きくなっていることがわかる。

・スラット間を通り抜ける気流

ガラス-ブラインド間から、室内へ流出する熱量・気流は熱負荷となり、開口部の熱性能を正確に知るために重要である。図 4-25 にブラインドの設置断面($x=130$)における風速を示す。また、これをスラット間ごとで風量に換算した結果を図 4-26 に示す。その際に行った処理は図 4-27 に示す。case1, case3 では既往研究で示した換気回路網的な流れにはなっていないことがわかる。一方で、case2 では多少の蛇行する流れは見られるが、中央より下部ではガラス-ブラインド間へ流入、中央から上部では室内側へ流出するという流れになっていることがわかる。

また、スラット間ごとの風量の絶対値を取り、合計した結果を図 4-28 に示す。case1, 3 は case2 に比べて活発に流入出が行われていることがわかる。

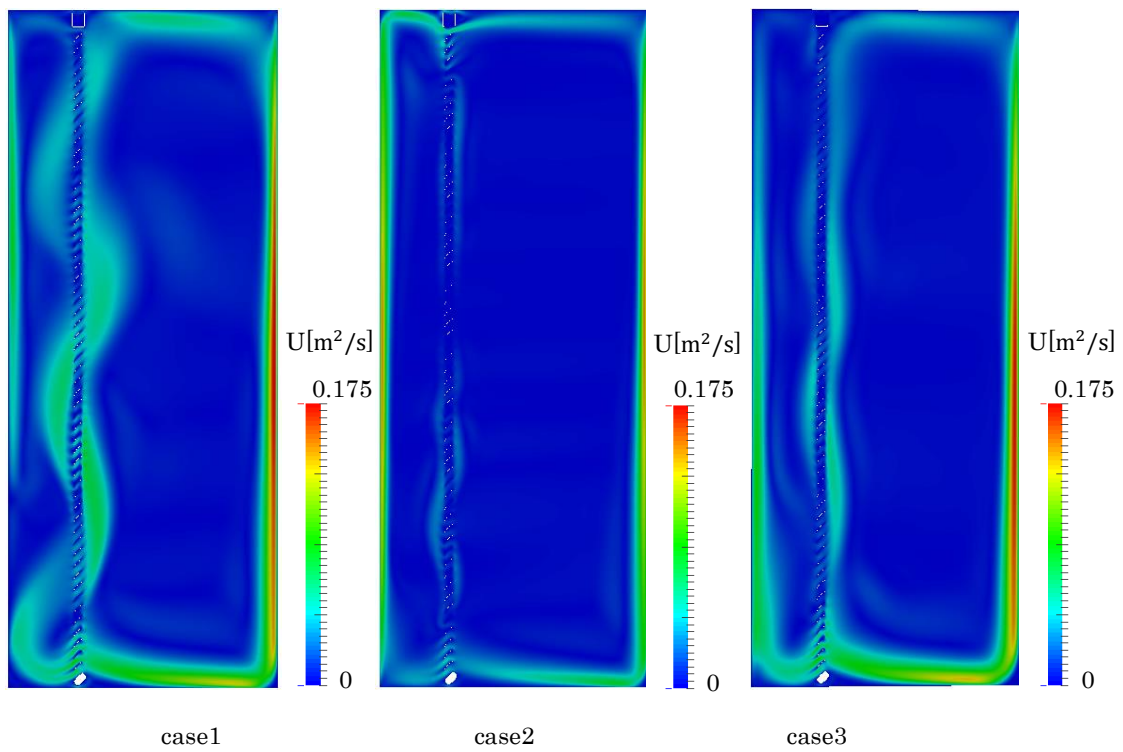


図 4-14 風速プロファイル

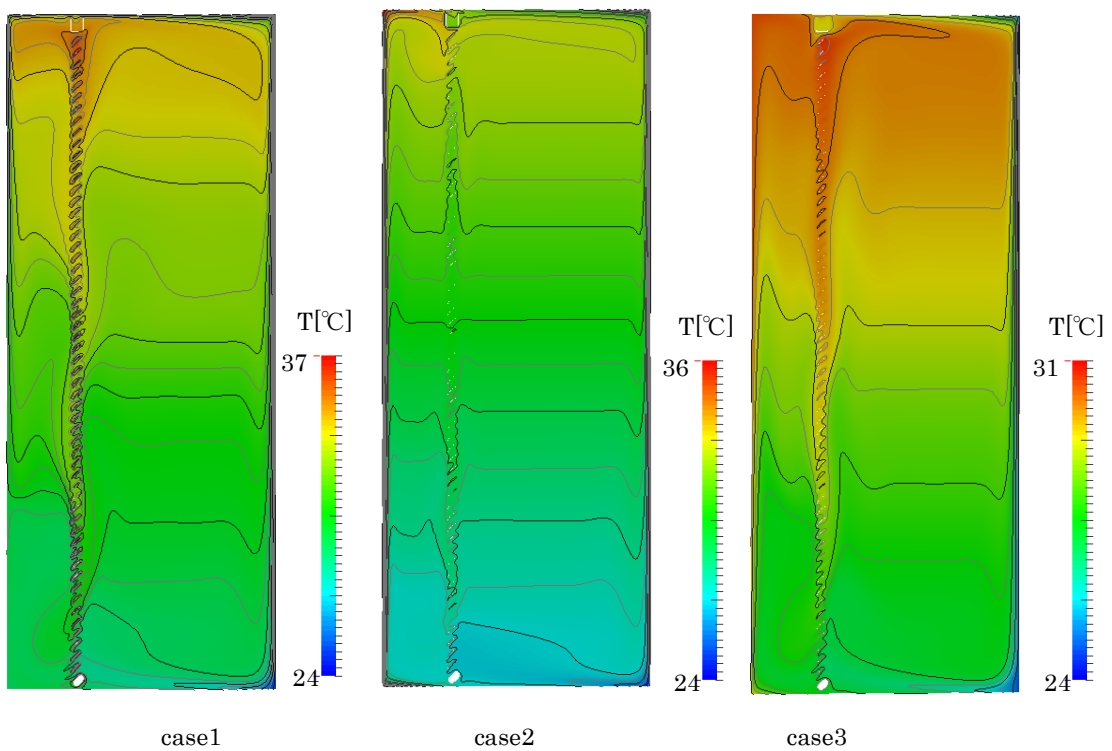
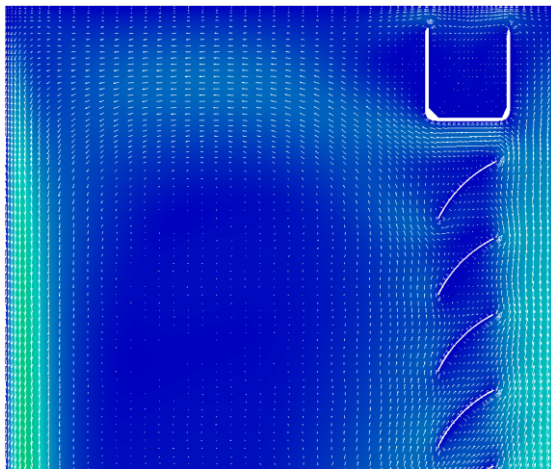
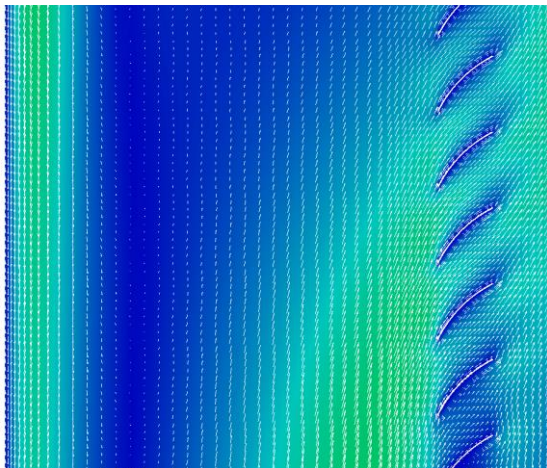


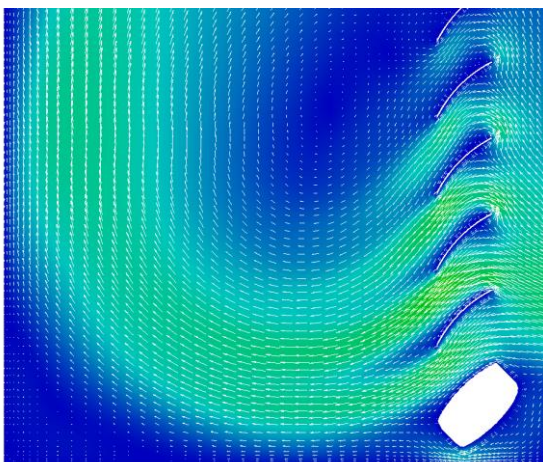
図 4-15 温度分布



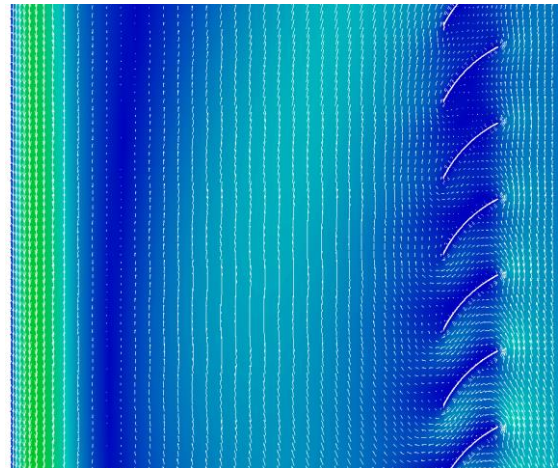
上部



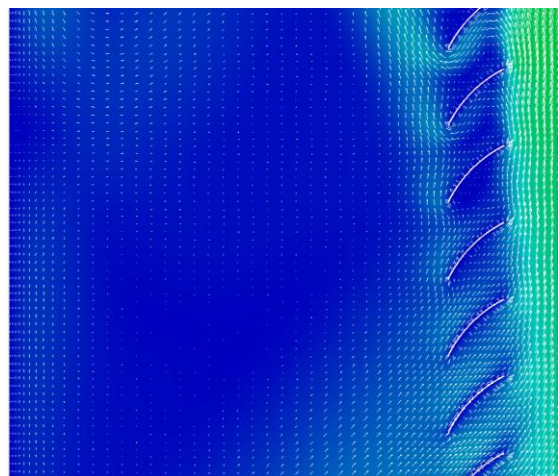
中央部



下部



$z=3/4h$



$z=1/4h$

図 4-16 case1 風速ベクトル図

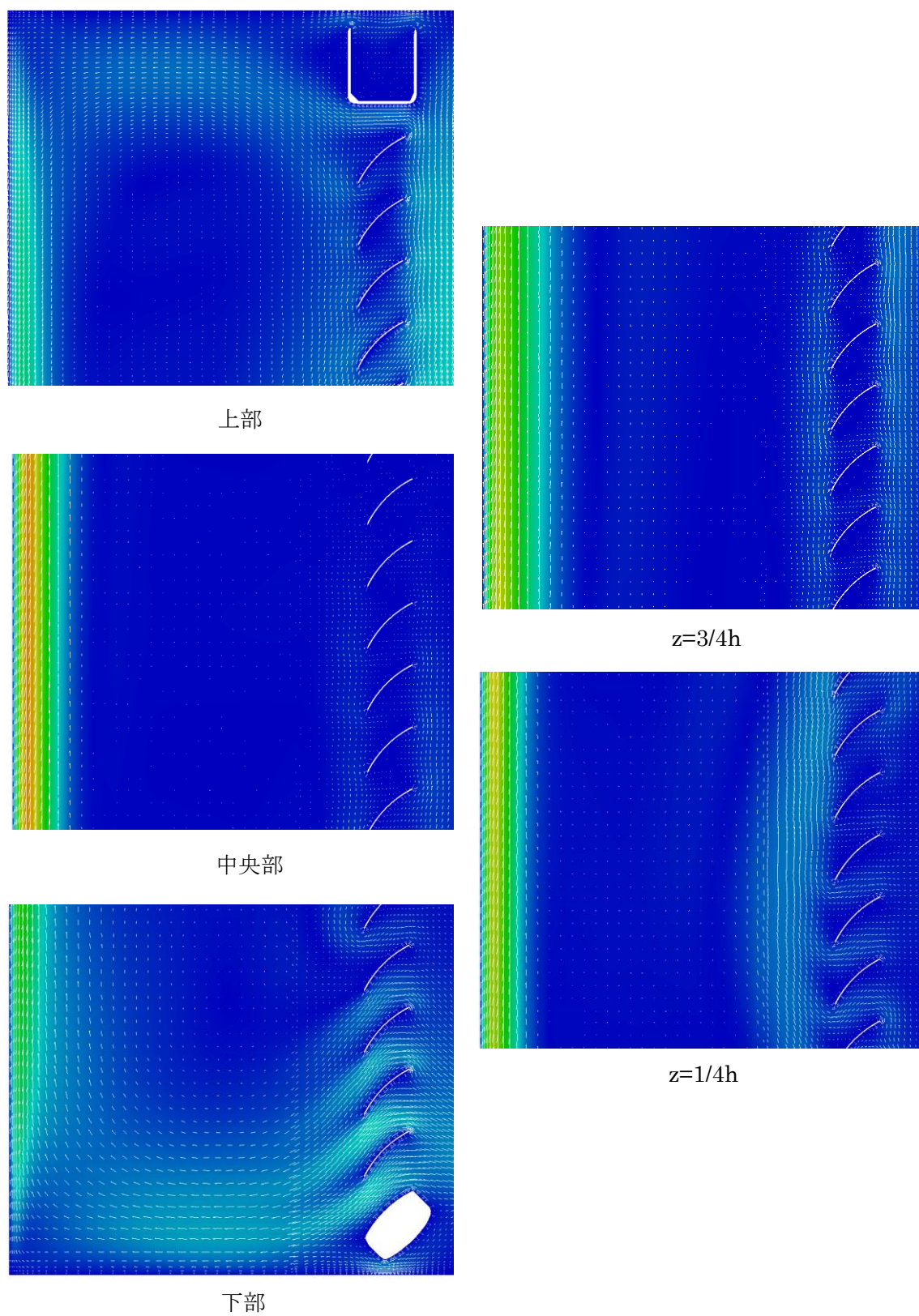


図 4-17 case2 風速ベクトル図

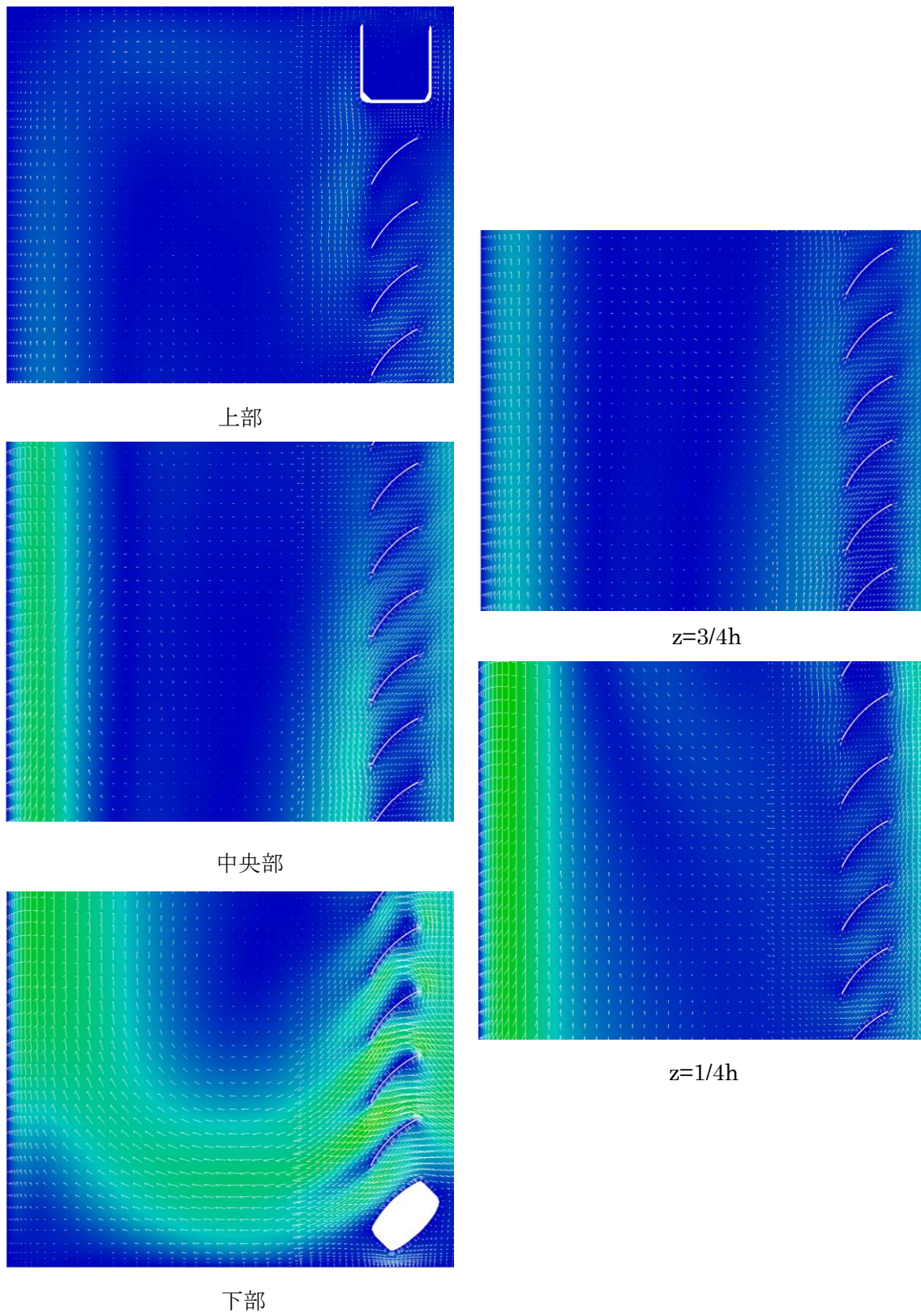


図 4-18 case3 風速ベクトル図



図 4-19-1 case1 上部 SurfaceLIC 可視化

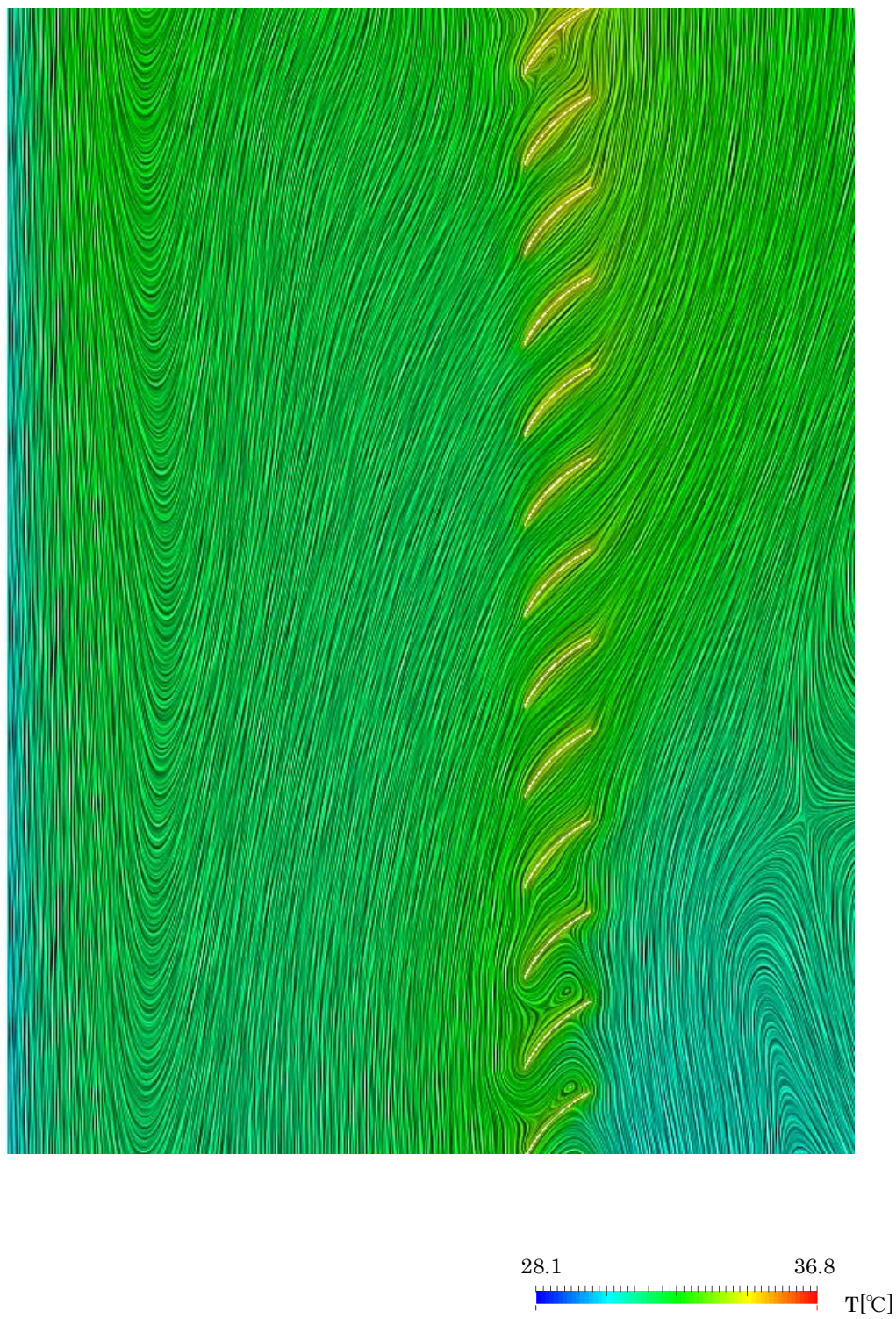


図 4-19-2 case1 中央部 SurfaceLIC 可視化

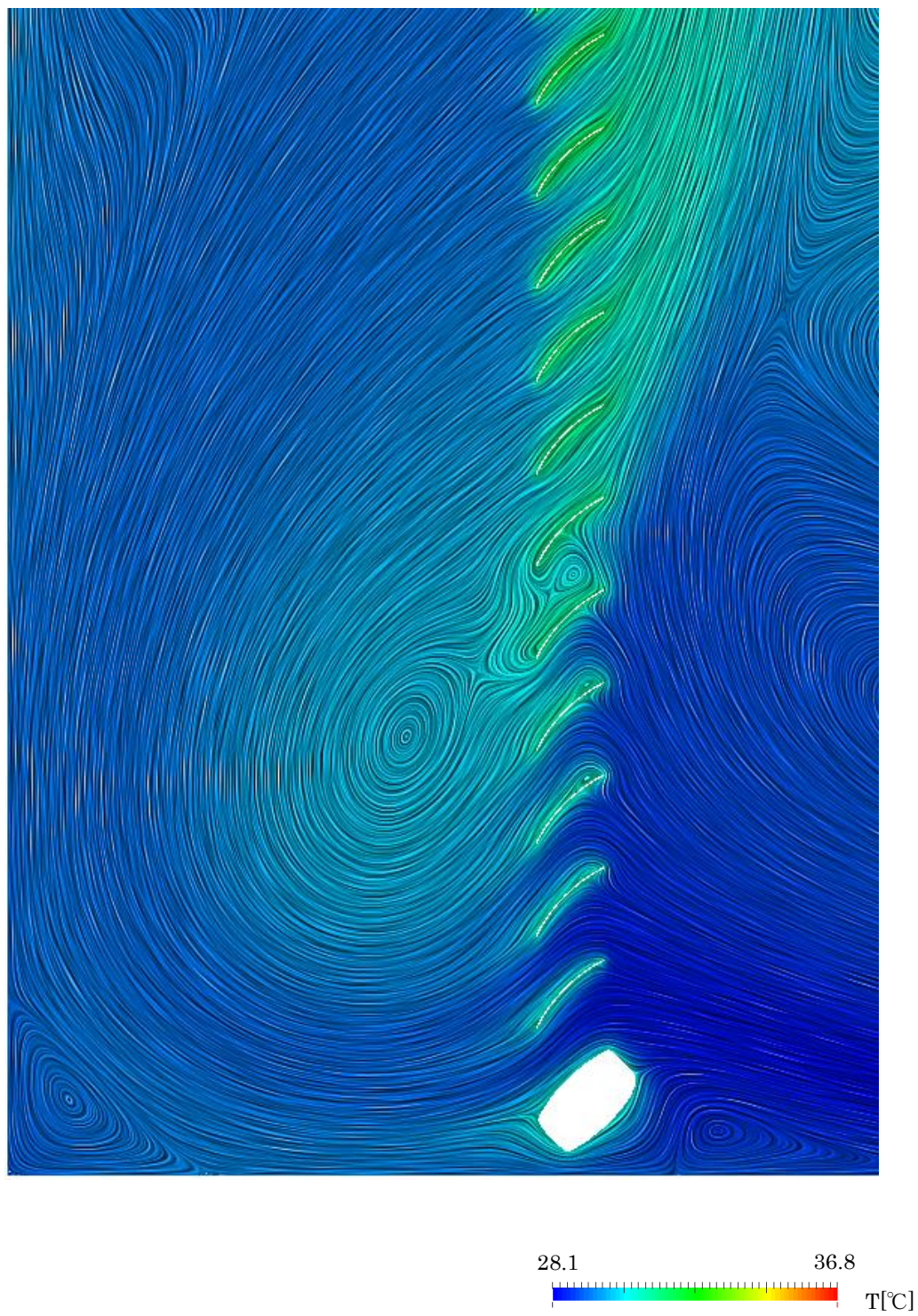


図 4-19-3 case1 下部 SurfaceLIC 可視化



図 4-20-1 case2 上部 SurfaceLIC 可視化



図 4-20-2 case2 中央部 SurfaceLIC 可視化

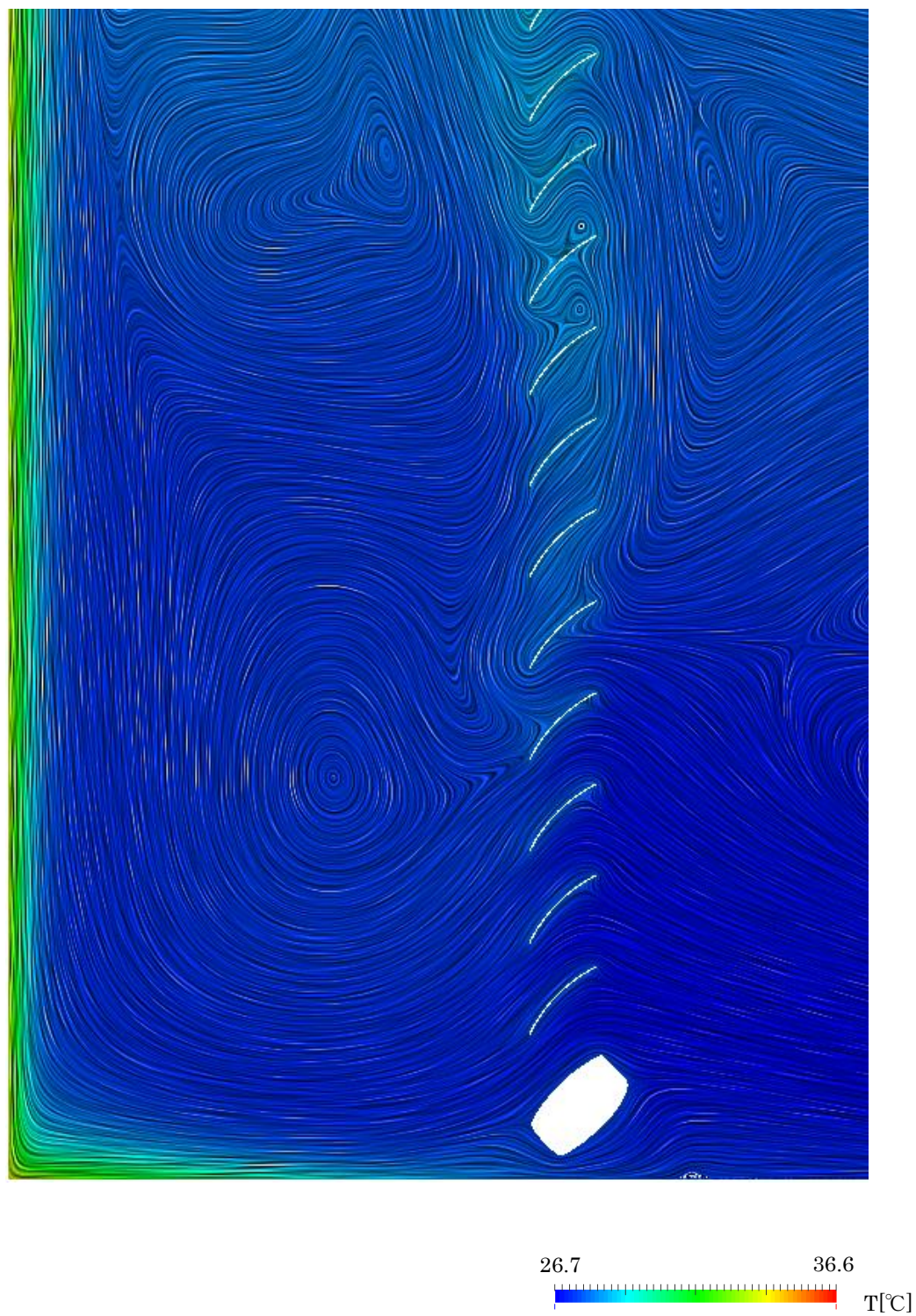


図 4-20-3 case2 下部 SurfaceLIC 可視化



図 4-21-1 case3 上部 SurfaceLIC 可視化

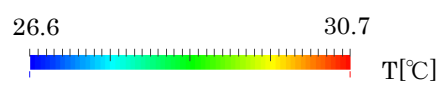


図 4-21-2 case3 中央部 SurfaceLIC 可視化

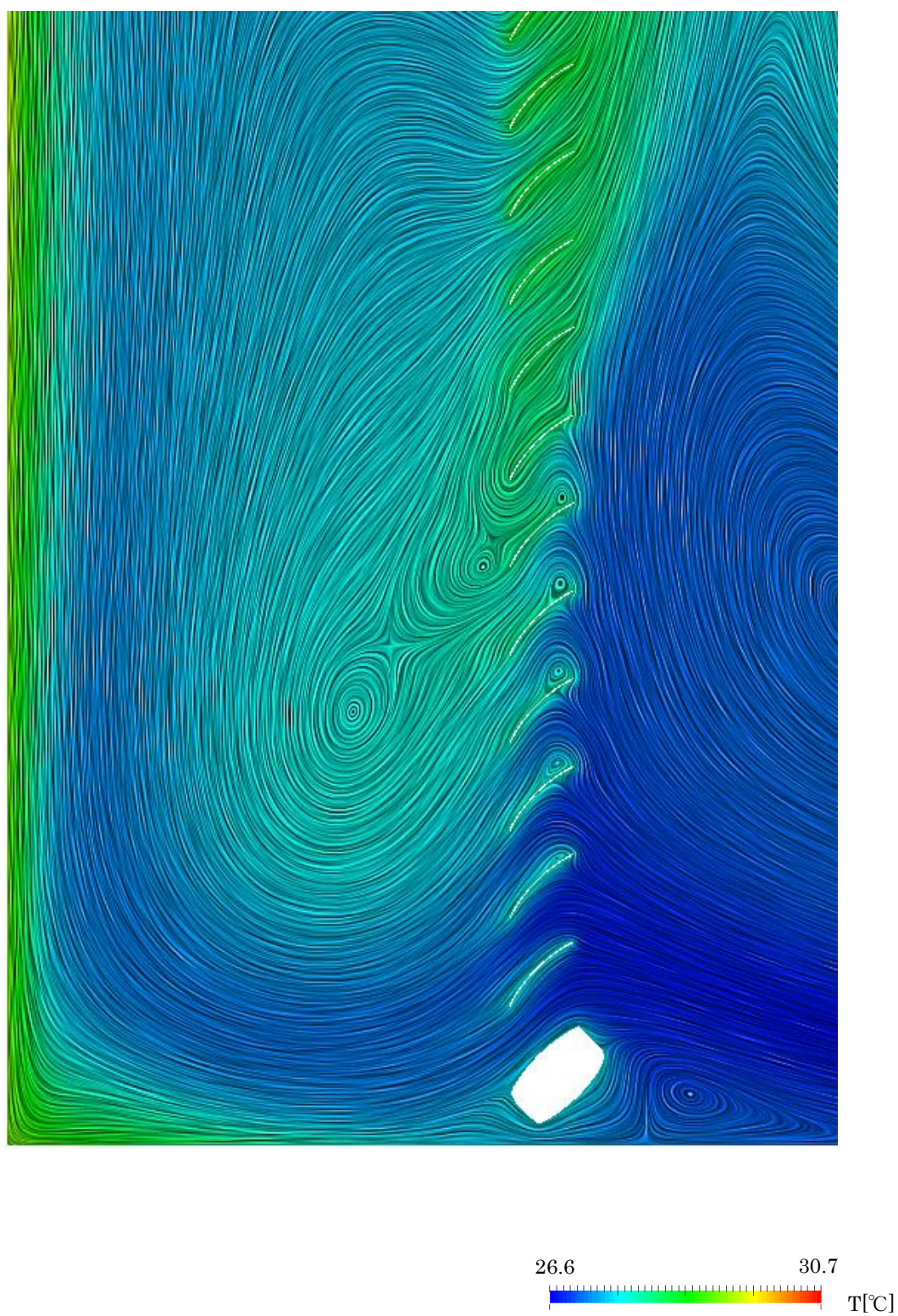


図 4-21-3 case3 下 SurfaceLIC 可視化

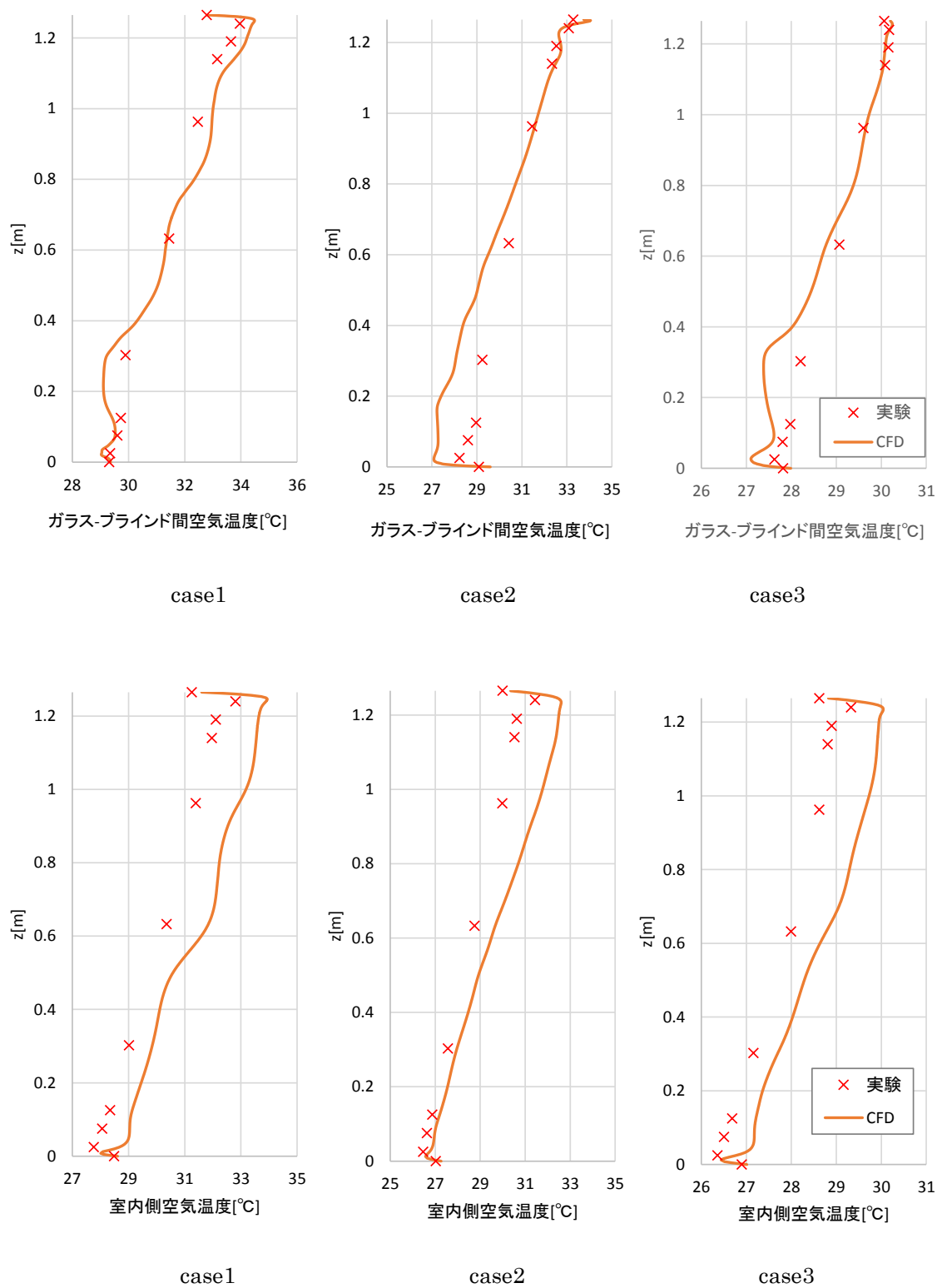


図 4-22 実験と CFD 解析の上下温度分布の比較

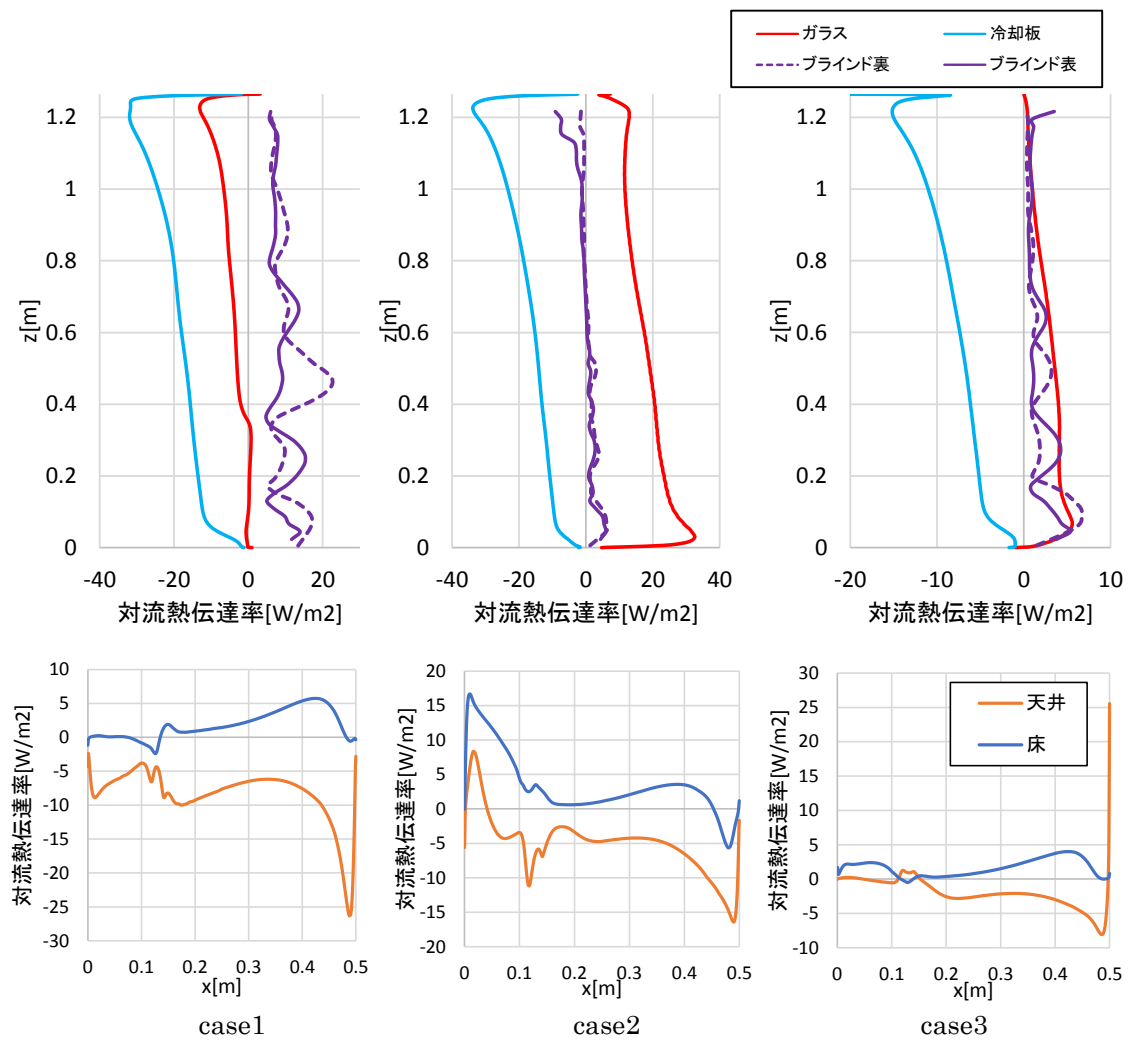


図 4-23 各部位の対流熱伝達率の分布

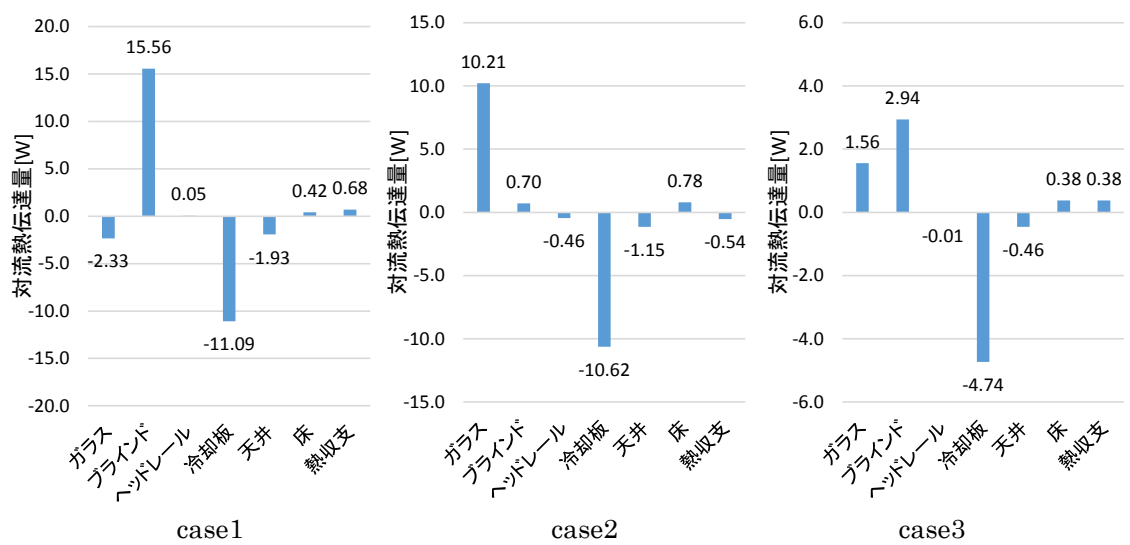


図 4-24 各部位の対流熱伝達量

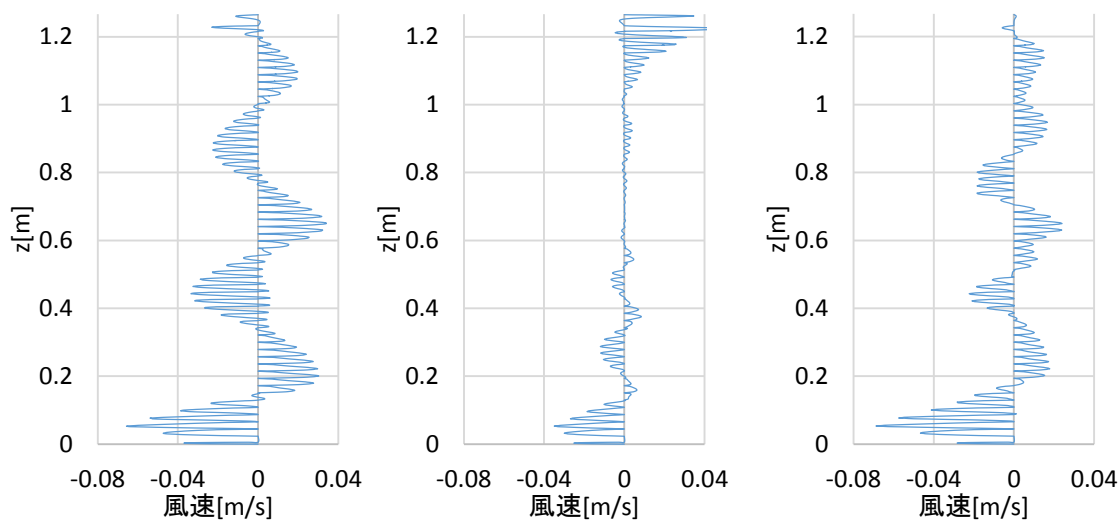


図 4-25 x=130 における x 方向の風速分布

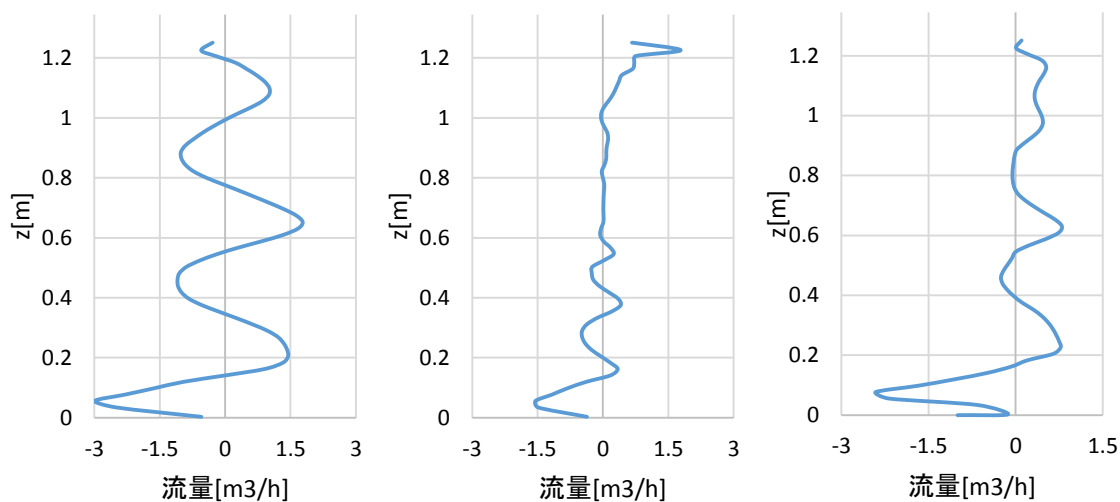


図 4-26 スラットを通り抜ける流量分布

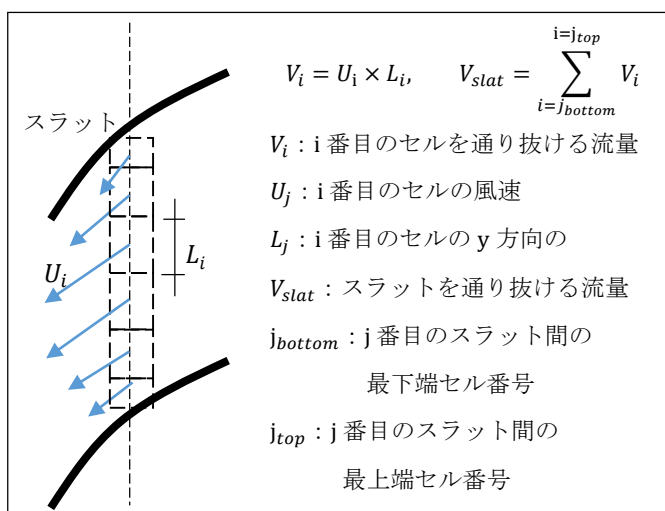


図 4-27 スラットを通り抜ける流量の算出

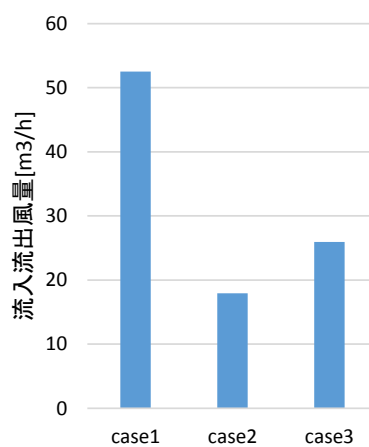


図 4-28 流入流出風量

第5章

CFD解析によるケーススタディ

5.1 諸言

第4章ではスラット角度が 45° の場合においてガラス・ブラインドの温度差を変えた実験と CFD 解析を通して、グレージング複合体周りの気流性状が換気回路網的な流れにならないことが明らかになった。第4章で行ったケースにおいては、ブラインドを蛇行する流れはすべてのケースで確認された。本章ではこの結果を踏まえ、ブラインドを蛇行する流れがどのようなパラメーターに影響されるのかを検討する。その際、実験に比べパラメーターの変更が容易である CFD 解析を用いる。

5.2 スラット角度を変えたスタディ

ブラインドを蛇行する気流に影響を与えるものとして、考えられるものに有効開口率がある。これはスラット角度に影響を受ける。そのため、スラット角度をパラメーターとしたケーススタディを行う。

解析ケース、解析条件を表 5-1、表 5-2 に示す代表的なスラット角度として 0° 、 45° 、 60° 、 75° を選んだ。計算モデルを図 5-1 に示す。試験体モデルに比べ、ブラインド・冷却板間の距離を長く設定している。これはスラット角度が 0° の助走計算において、図 5-2 のような冷却板を下降する気流にブラインドを蛇行する気流が影響を受けるような流れ場が確認されたためである。また、これはガラス・ブラインド間が 1000mm の場合にも確認された。そのため、ケーススタディモデルでは室の奥行を 2000mm としている。

表 5-1 解析ケース

case名	0deg	45deg	60deg	75deg
スラット角度	0°	45°	60°	75°
ガラス・ブラインド間距離	130mm			
ブラインド温度	35°C			
ガラス温度	30°C			
冷却板温度	25°C			
天井・床	断熱境界			

表 5-2 解析条件

解析コード	OpenFOAM(ver.2.3)	
解法	PISO法	
時間項差分スキーム	Euler法	
対流項差分スキーム	風速・温度	2次精度TVD
	乱流量	1次精度風上
乱流モデル	kOmegaSST	
時間刻み幅	0.025秒	
最大Courant数	1.0以下	
助走計算時間	500秒	
平均化計算時間	500秒	

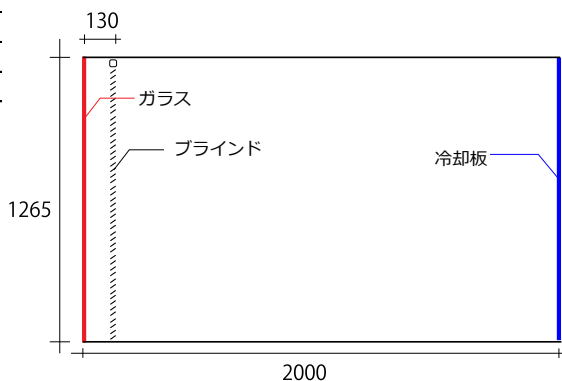


図 5-1 解析ケース

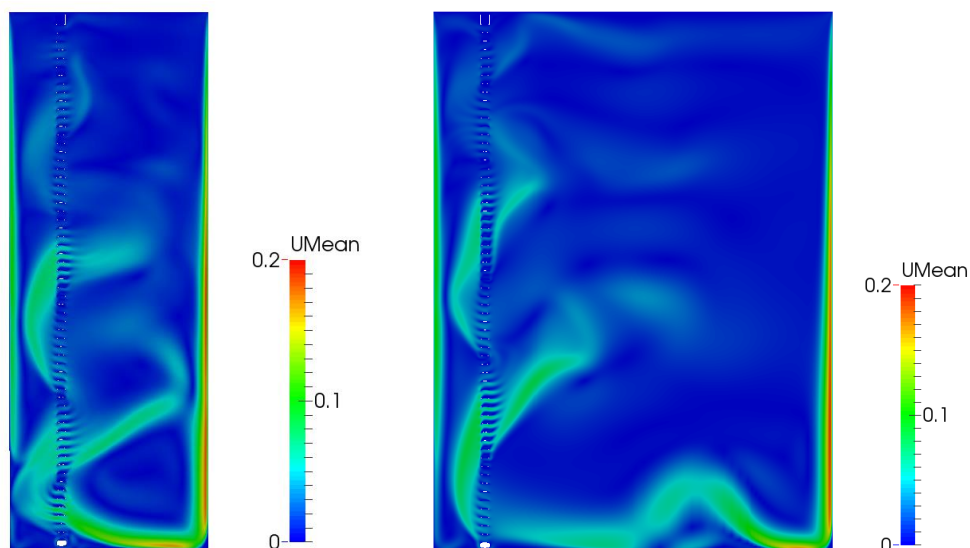


図 5-2 ガラス冷却板間の距離と気流性状

計算メッシュを図 5-3~図 5-5 に示す.ブラインドを蛇行する気流についての精度を向上させるため,細分化領域 1~3 を図 5-3 のように設定した.境界面第一セルは 0.5mm 以下で,成長率は 1.2 とした.スラットのレイヤーメッシュに欠損がないよう,ブラインド周辺の x 方向分割幅は調整している.

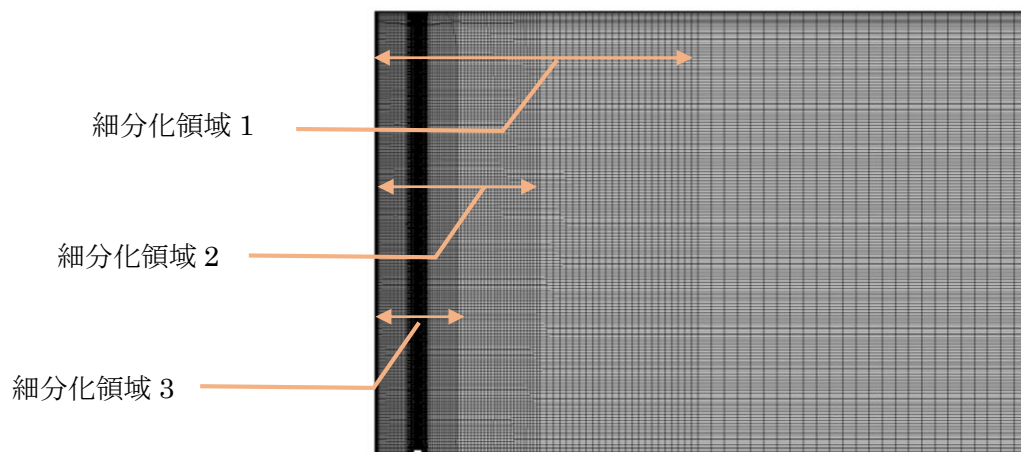


図 5-3 解析モデル全体の計算メッシュ

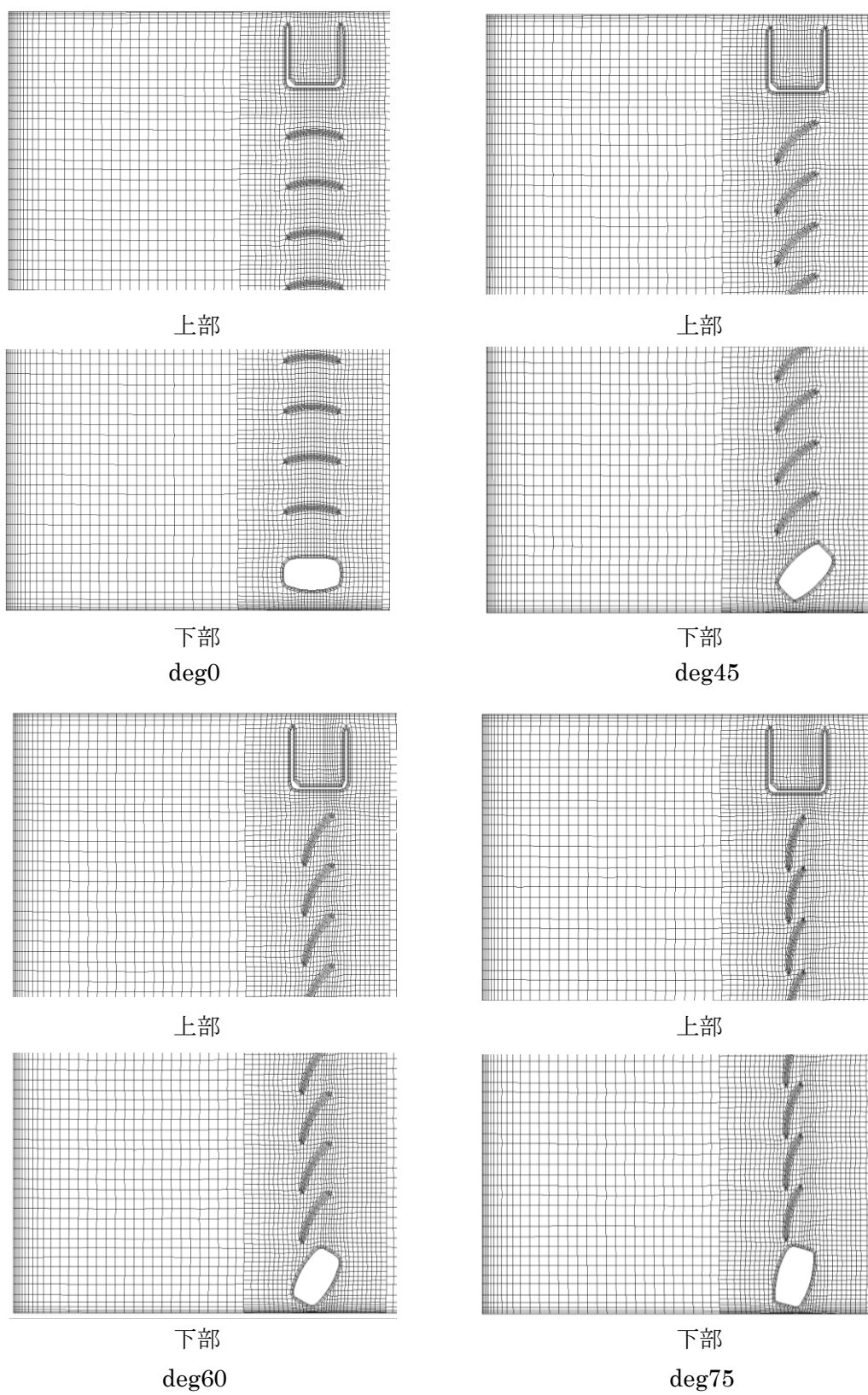


図 5-4 スラット上部・下部の計算メッシュ

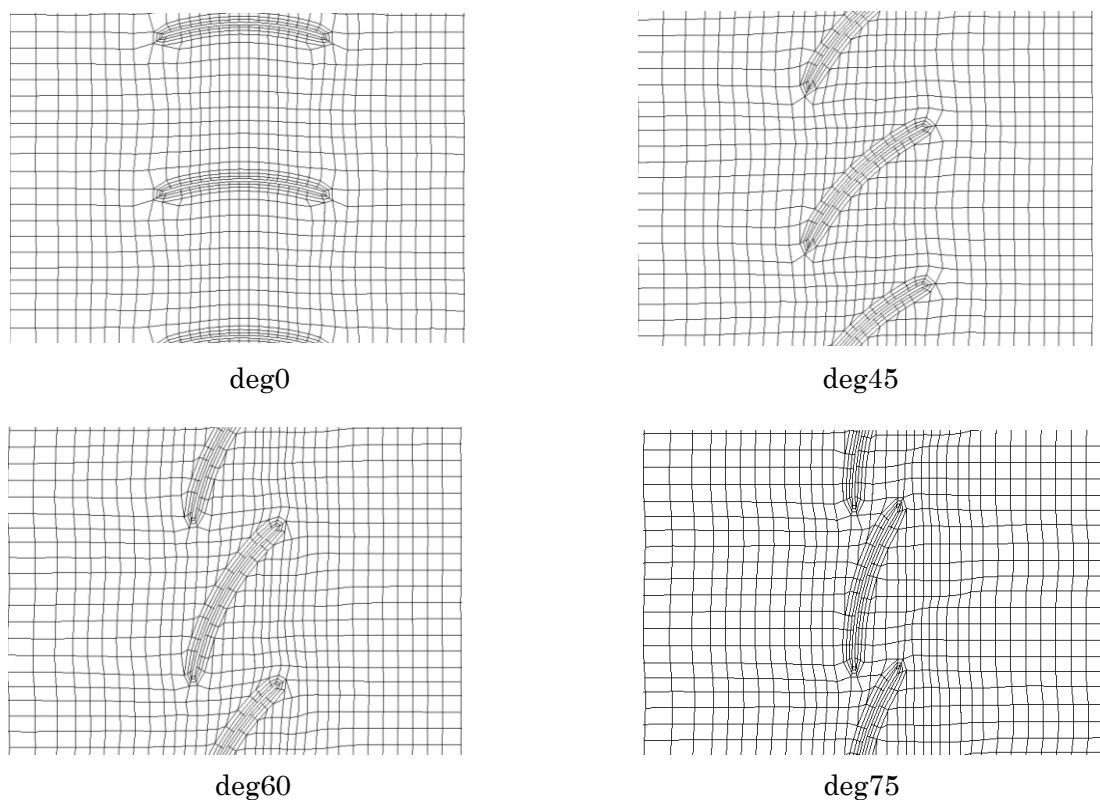


図 5-5 スラット周りのレイヤーメッシュ

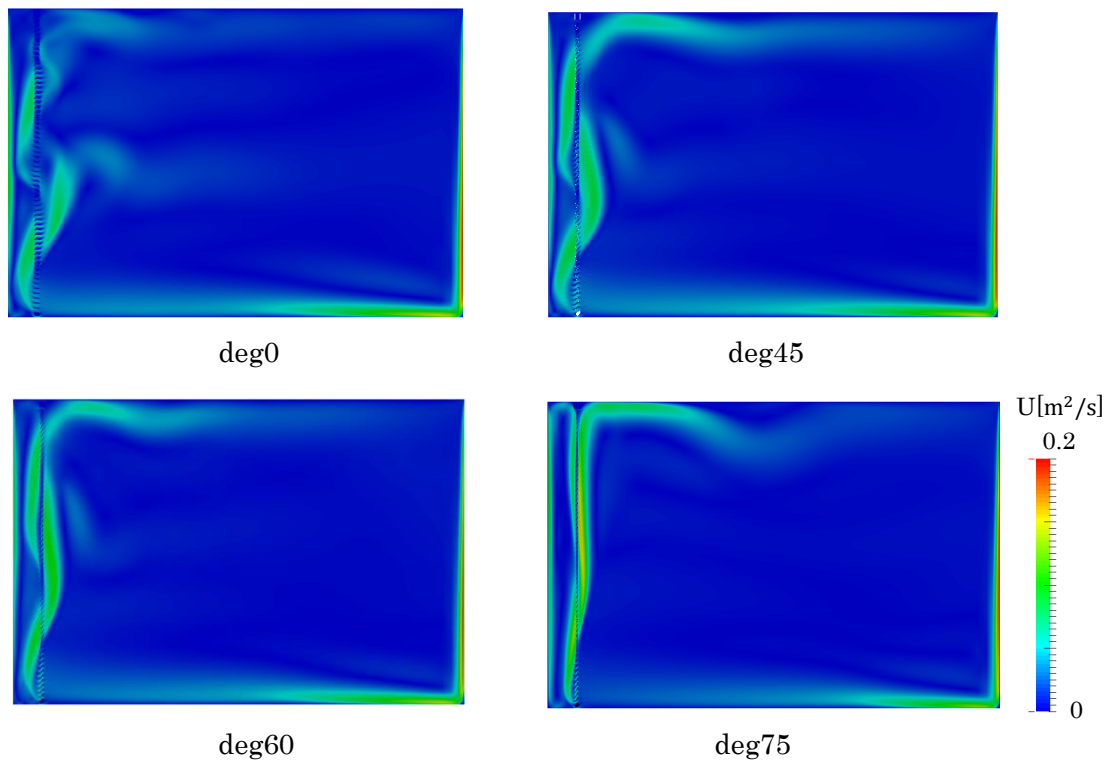
解析モデル全体の計算結果を図 5-6 に示す.また,細分化領域 2 の温度分布、風速ベクトル図を図 5-7~5-8 に示す.

- ・気流性状について

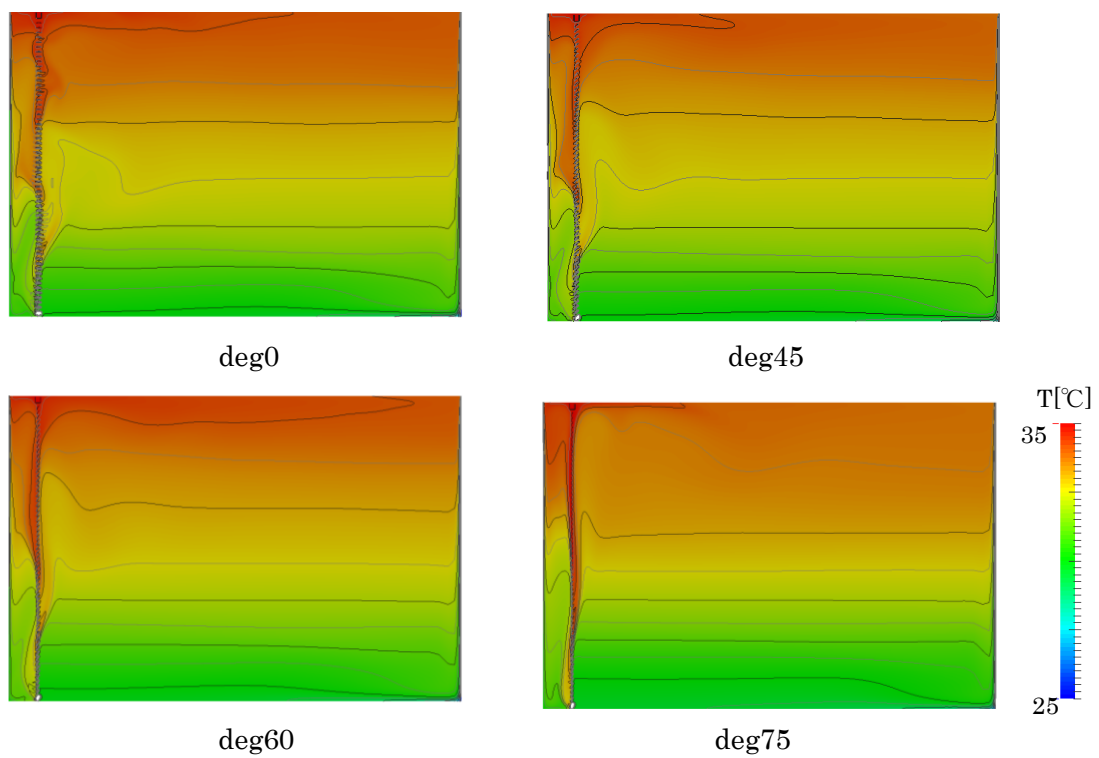
スラットを蛇行する気流はスラット角度が大きくなるにつれ,ブラインドに沿って上昇していることがわかる.特に deg0 ではスラットに沿う風速が乱れており,蛇行の幅が大きいことがわかる.

- ・温度分布について

ブラインドを蛇行する気流によって温度分布にも差異がみられる.ガラス・ブラインド間 ($x=0.065$)の温度を図 5-10,スラット間の中心温度を図 5-11 に示す.deg0,deg45,deg60 までは同様の傾向が見られるが,deg75 については異なった傾向の上下温度分布となっている



風速プロファイル



温度分布

図 5-6 解析結果

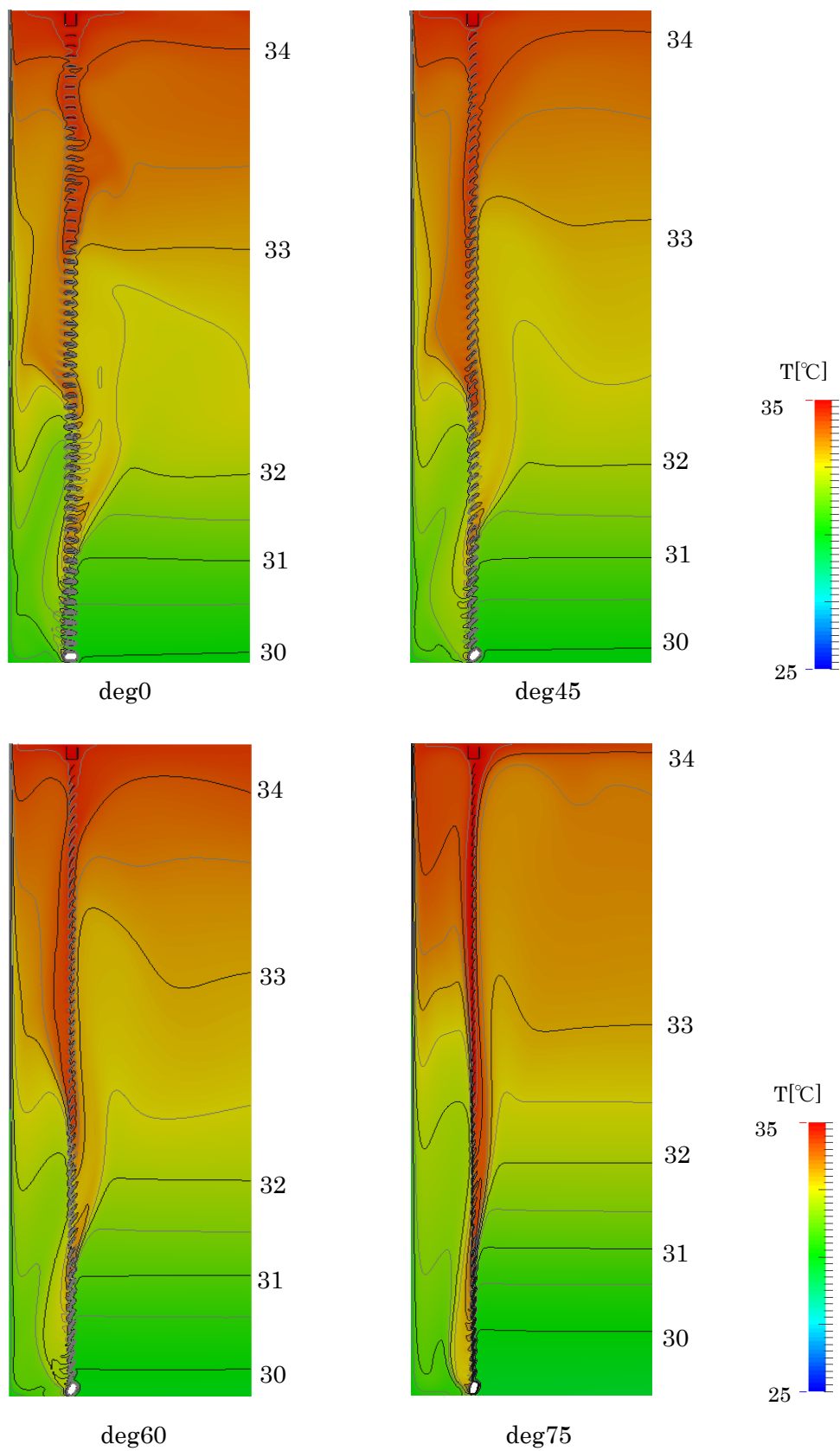


図 5-7 ガラス-ブラインド間の温度差

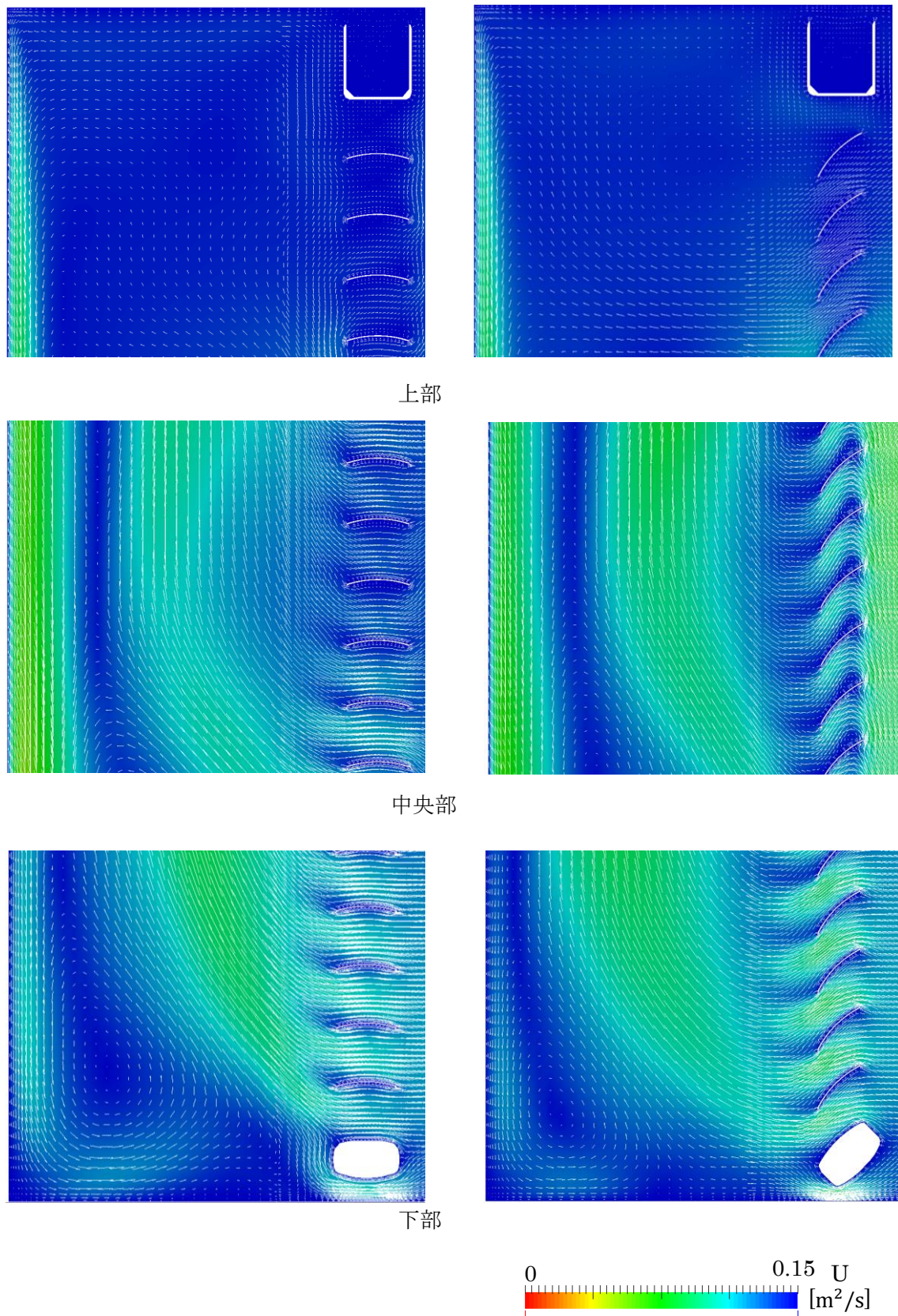


図 5-8 風速ベクトル図(0deg , 45deg)

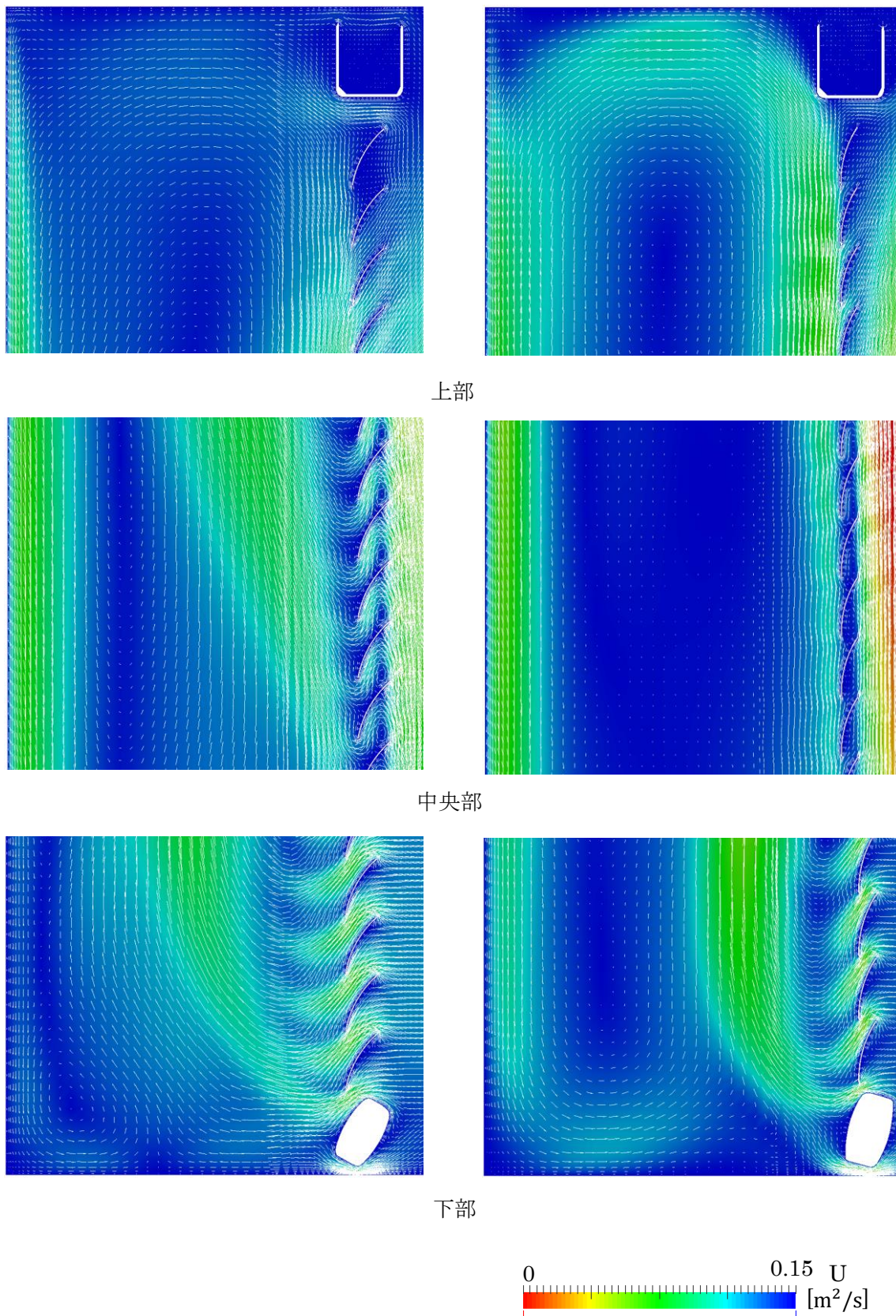


図 5-9 風速ベクトル図(60deg , 75deg)

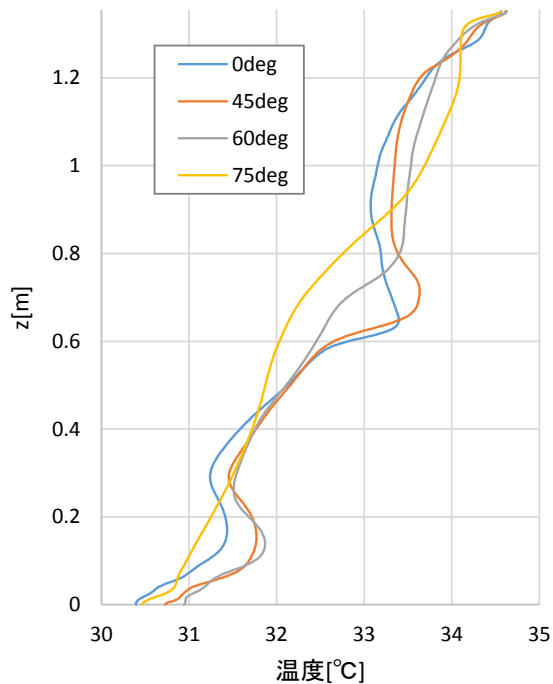


図 5-10 ガラス・ブラインド間空気温度

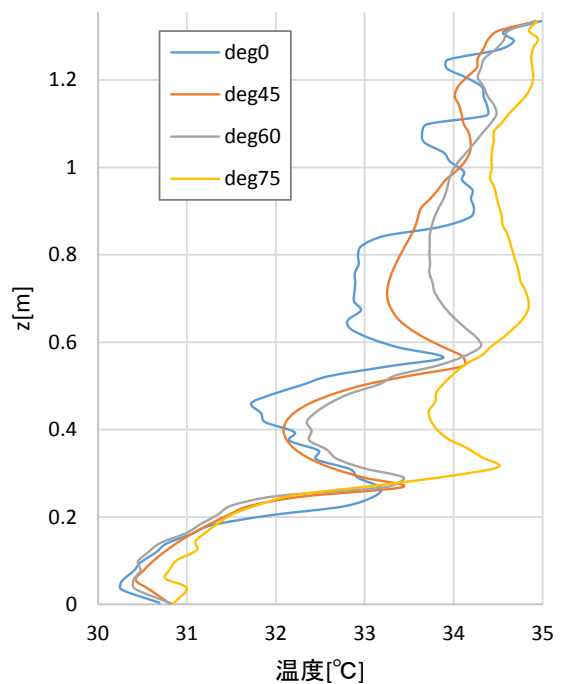


図 5-11 スラット間中心温度

ガラス・ブラインド間周辺($x=0\sim0.2\text{m}$)の高さ中央での風速を図 5-12 に示す.ブラインド位置を中心に両側で上昇していることがわかる.また,両側共に風速のピーク値はスラット角度が大きくなるほどブラインドに近づいた位置に出現していることがわかる.

スラットを通り抜ける風量の分布を図 5-13 に示す.スラット角度が大きくなるにつれて,流入流出風量は少なくなっている.0deg と 65deg ではほぼ差はないが,これはブラインドの開口率の変化が 45° と 0° ではほとんどないためだと考えられる.

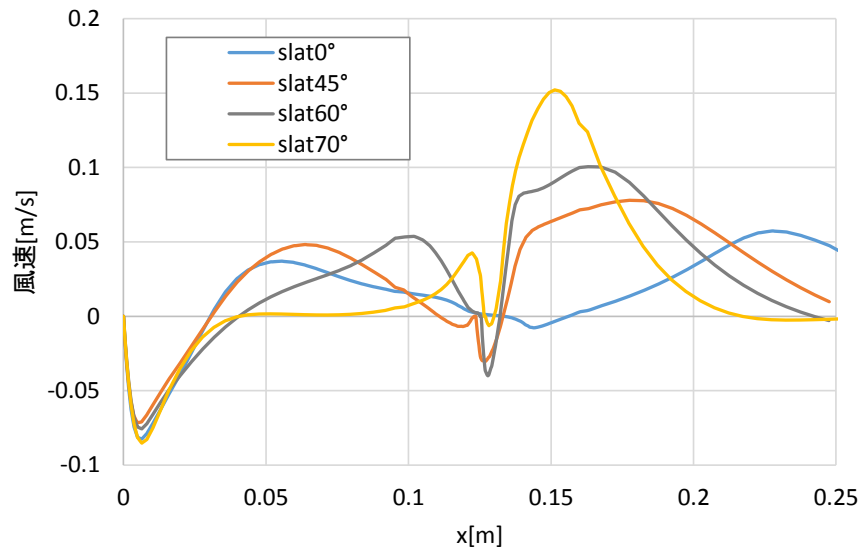


図 5-12 ガラス・ブラインド周辺の z 方向風速

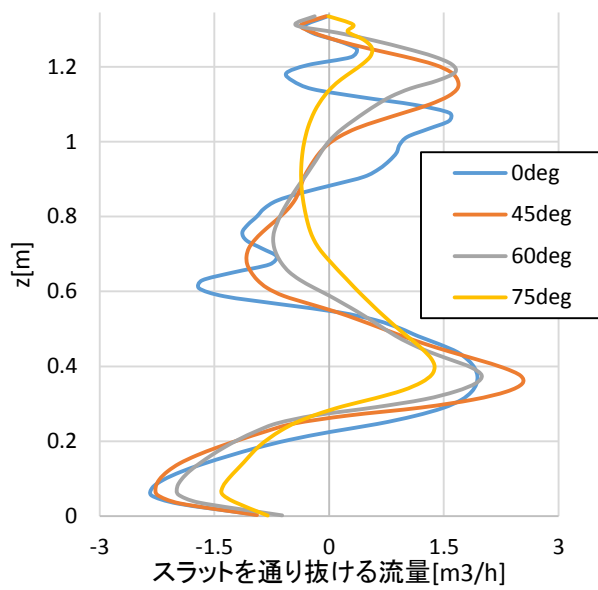


図 5-13 スラットを通り抜ける流量の分布

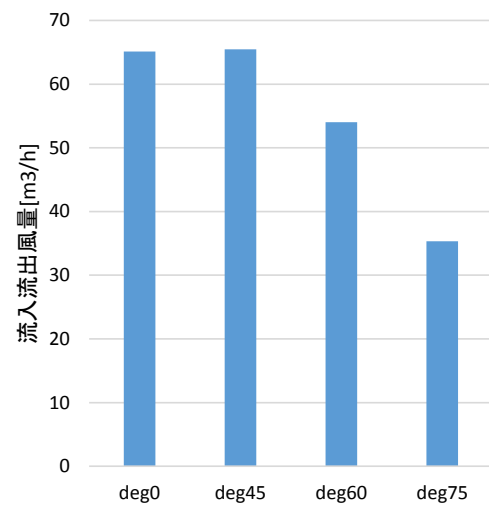


図 5-14 流入流出風量

5.3 温度差を変えたスタディ

解析モデルは 4.2.1 で計算したものと同一条件で,スラット角度を 45° に固定したモデルで,ガラス・ブラインドの温度差を 5°C , 7.5°C , 10°C に変更したケーススタディを行う。

表 5-3 解析ケース

case名	$\Delta T=5$	$\Delta T=7.5$	$\Delta T=10$
スラット角度	45°		
ガラス・ブラインド間距離	130mm		
ブラインド温度	35°C	37.5°C	40°C
ガラス温度	30°C		
冷却板温度	25°C		
天井・床	断熱境界		

表 5-4 解析条件

解析コード	OpenFOAM(ver.2.3)
解法	PISO法
時間項差分スキーム	Euler法
対流項差分スキーム	風速・温度 2次精度TVD 乱流量 1次精度風上
乱流モデル	kOmegaSST
時間刻み幅	0.025秒
最大Courant数	1.0以下
助走計算時間	500秒
平均化計算時間	500秒

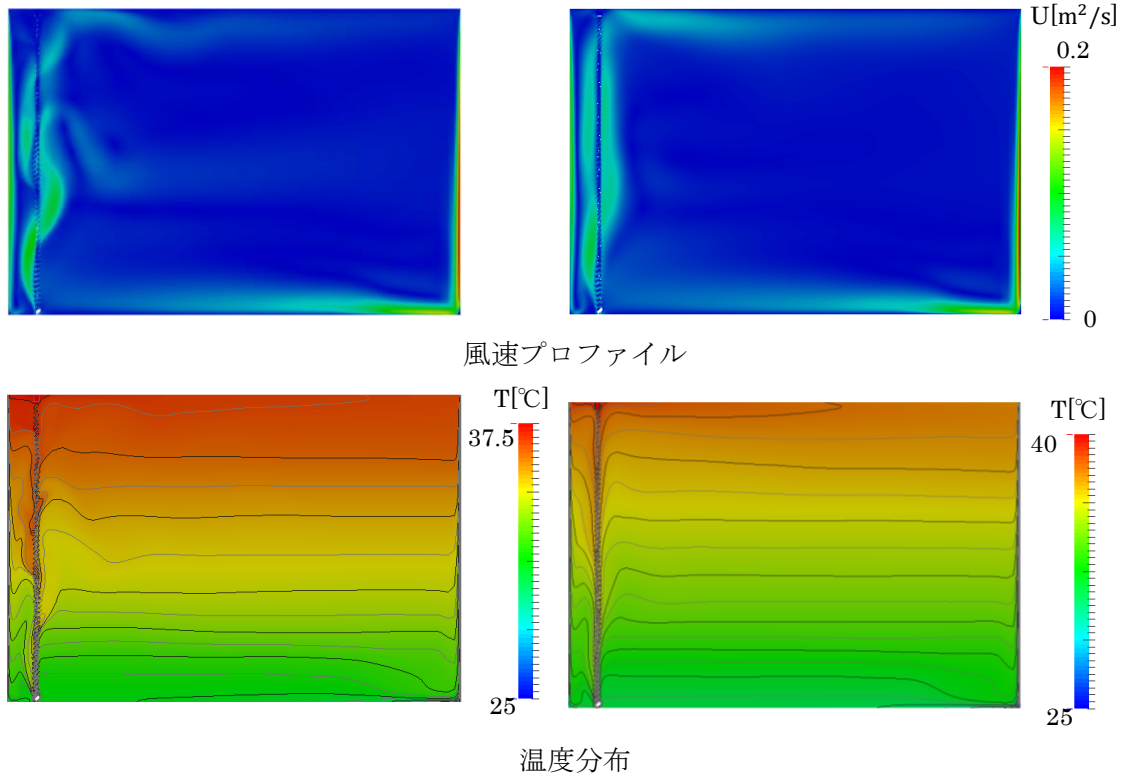
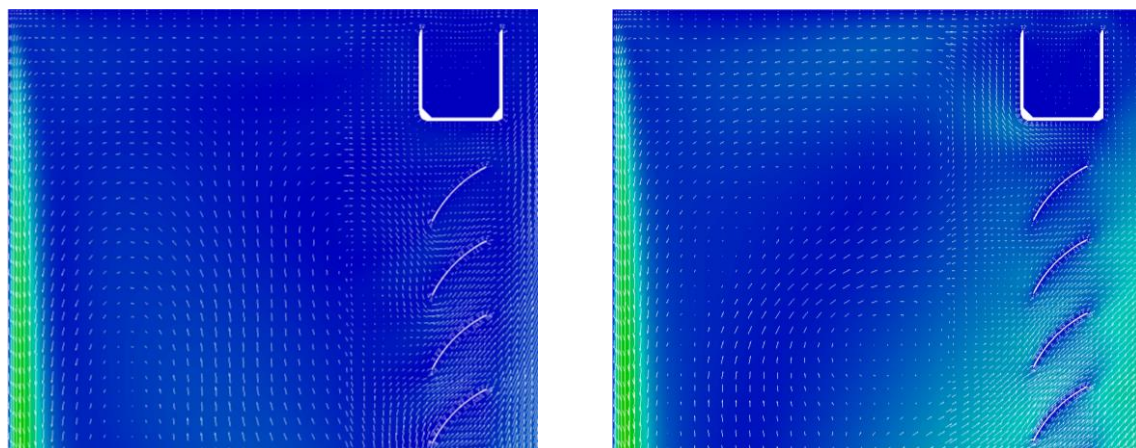
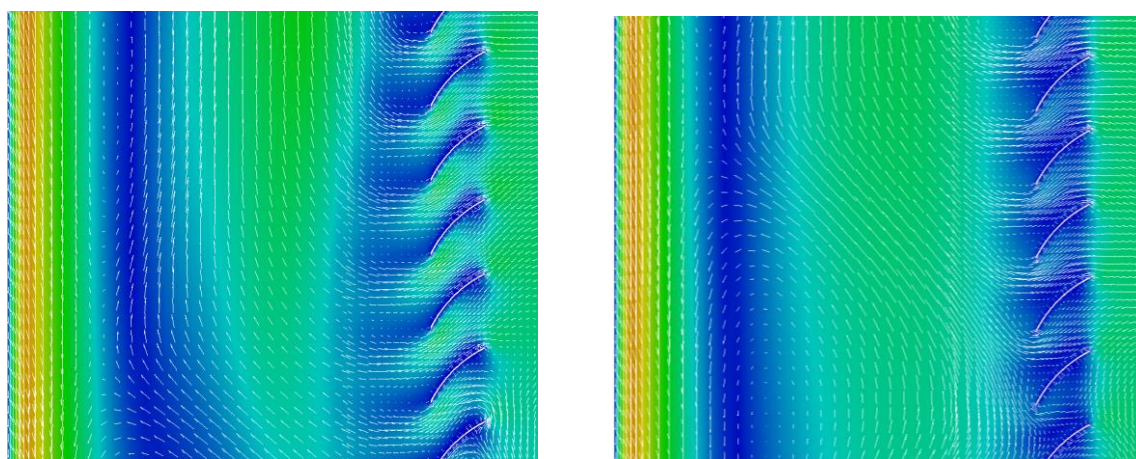


図 5-15 解析結果

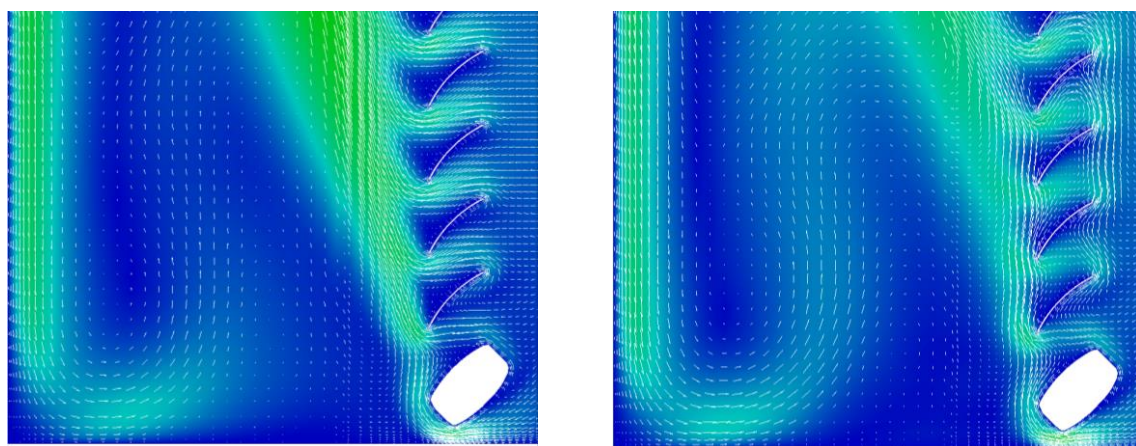
解析結果を図 5-15~図 5-16 に示す.流入流出風量は温度差が大きくなると減っている.風速プロファイルを見ると, $\Delta T=40$ はブラインドの両側で上昇しており流入せずに上昇する気流が多いためだと考えられる。



上部



中央部



下部

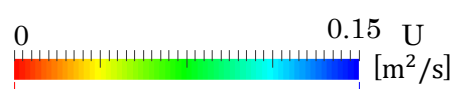


図 5-16 風速ベクトル図($\Delta T=7.5$, $\Delta T=10$)

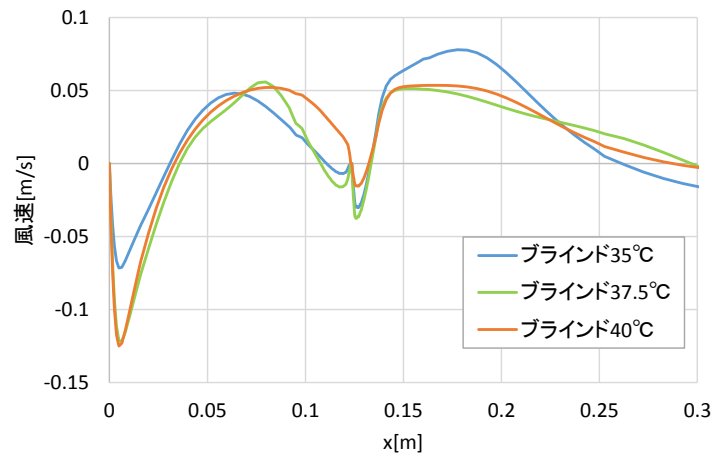


図 5-17 ガラス-ブラインド周辺の z 方向風速

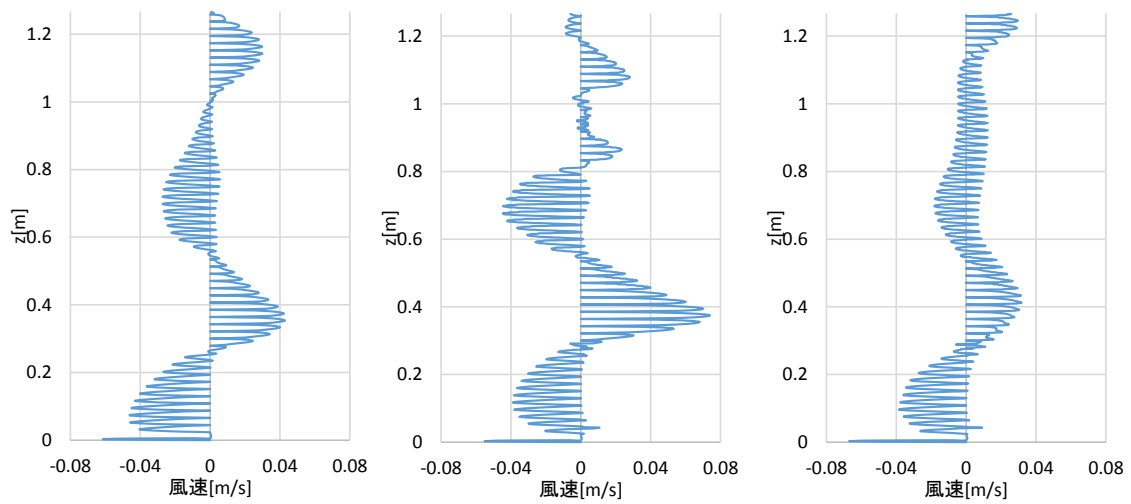


図 5-18 ブラインド中央(x=130)での風速分布

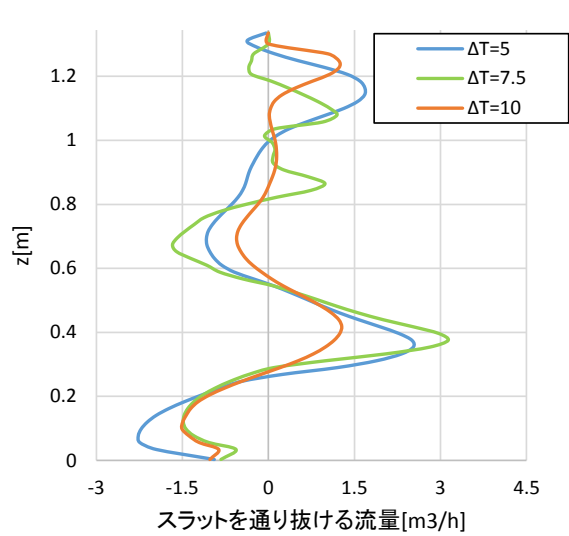


図 5-19 スラットを通り抜ける流量の分布

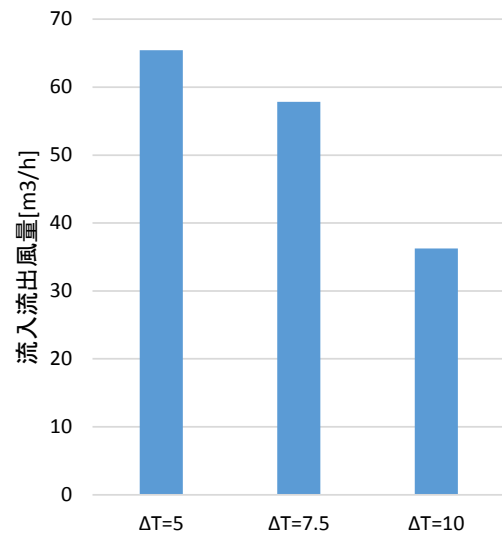


図 5-20 流入流出流量

5.4 ガラス・ブラインド間の距離変えたスタディ

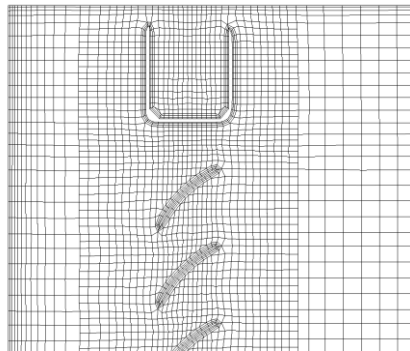
解析モデルは4.2.1で計算したものと同一条件で、スラット角度を 45° に固定したモデルで、ガラス・ブラインド間の距離(w)を50mm,130mm,210mmに変更したケーススタディを行う。w=50とw=210のメッシュは図5-21のように作成した。

表 5-5 解析ケース

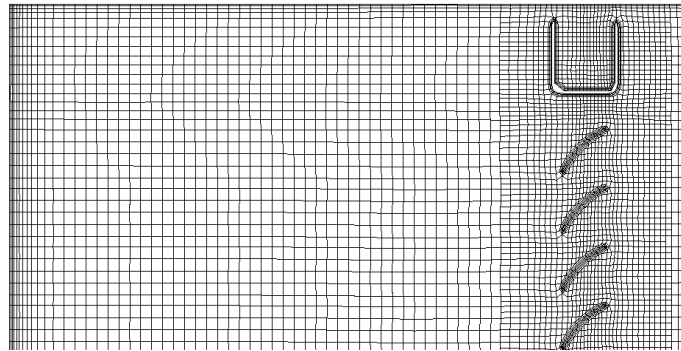
case名	w=50	w=130	w=210
スラット角度	45°		
ガラス・ブラインド間距離	50mm	130mm	210mm
ブラインド温度	35℃		
ガラス温度	30℃		
冷却板温度	25℃		
天井・床	断熱境界		

表 5-6 解析条件

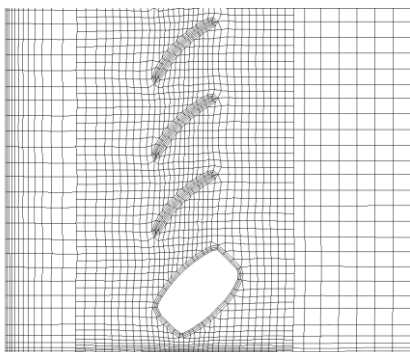
解析コード		OpenFOAM(ver.2.3)
解法		PISO法
時間項差分スキーム		Euler法
対流項差分スキーム	風速・温度	2次精度TVD
	乱流量	1次精度風上
乱流モデル		kOmegaSST
時間刻み幅		0.025秒
最大Courant数		1.0以下
助走計算時間		500秒
平均化計算時間		500秒



上部

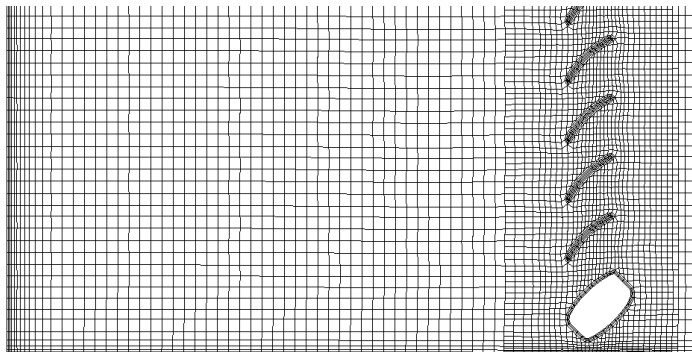


上部



下部

w=50



下部

w=130

図 5-21 スラット上部・下部の計算メッシュ

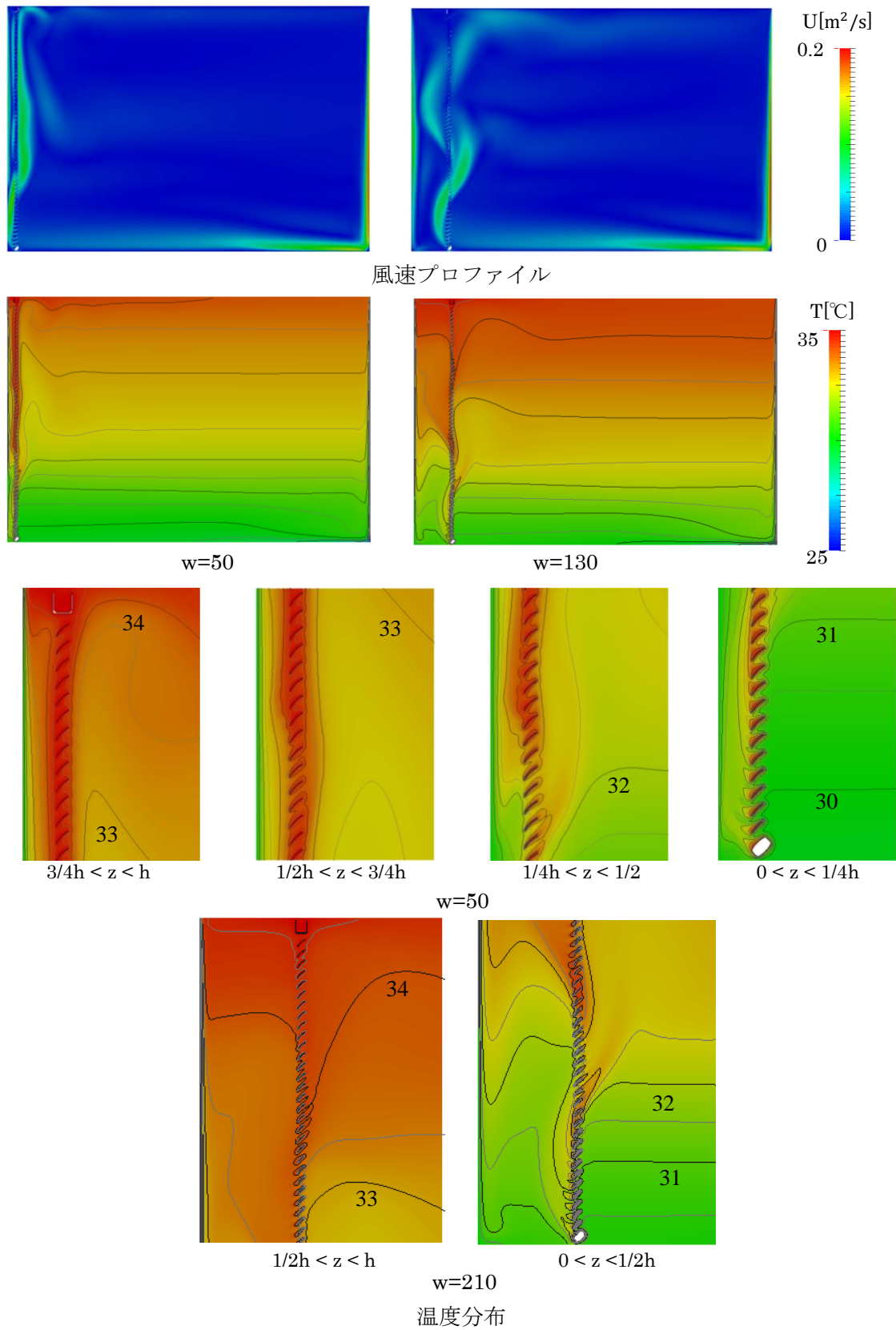


図 5-22 解析結果

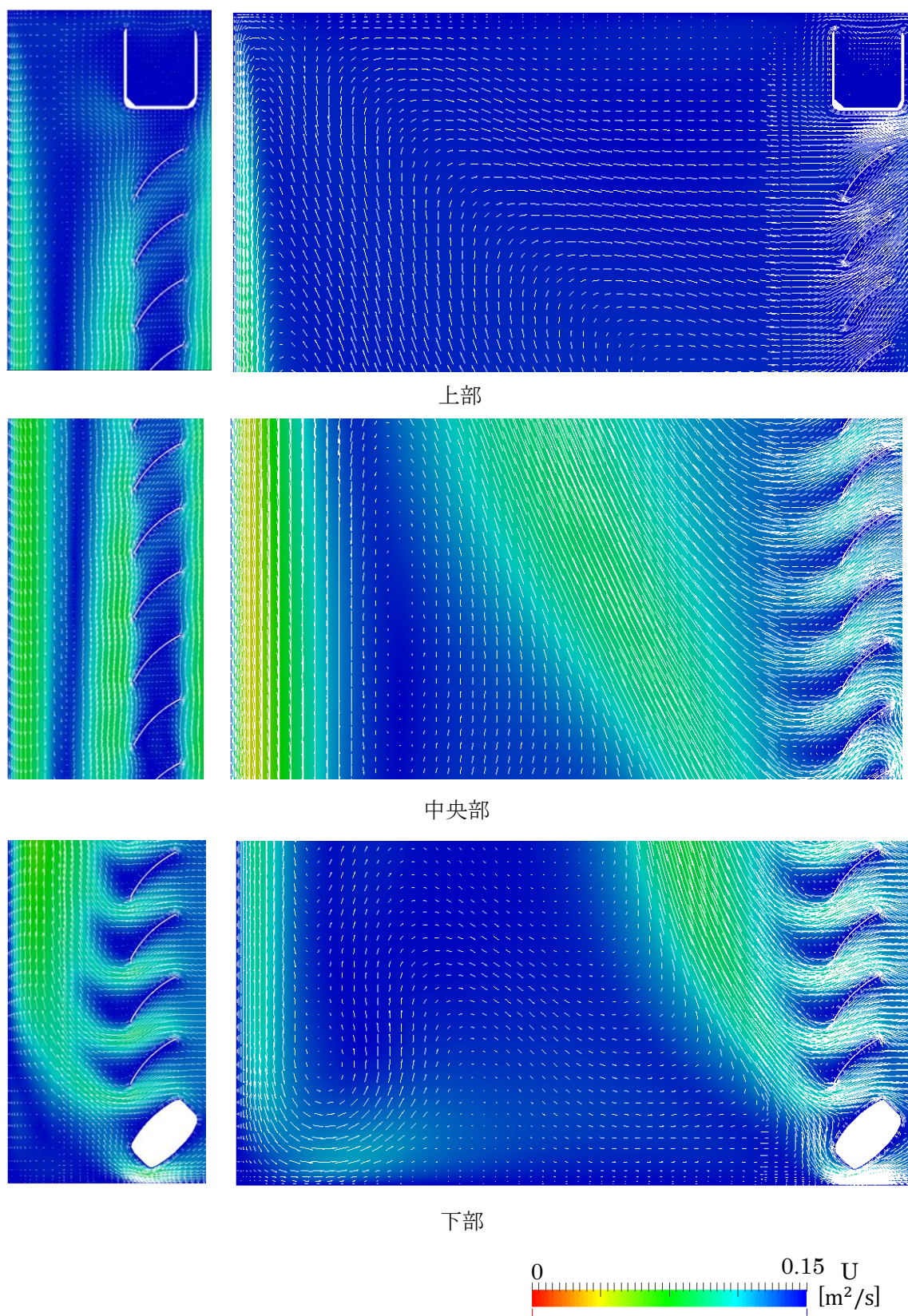


図 5-23 風速ベクトル図(w=50, w=210)

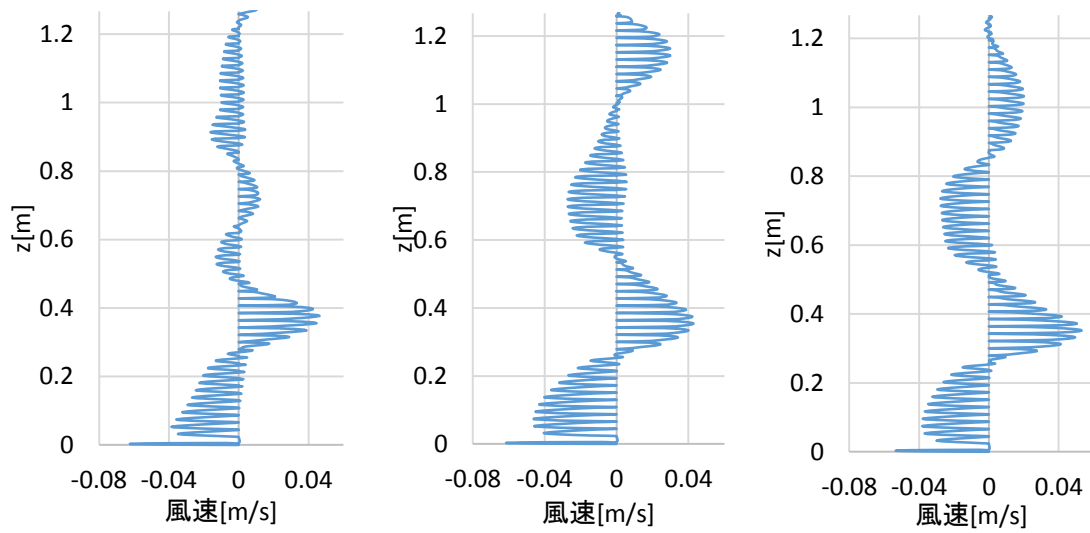


図 5-24 ブラインド中央(x=130)での風速分布

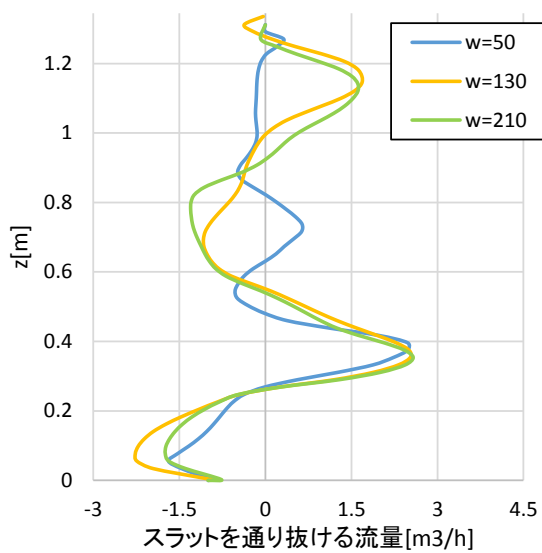


図 5-25 スラットを通り抜ける流量の分布

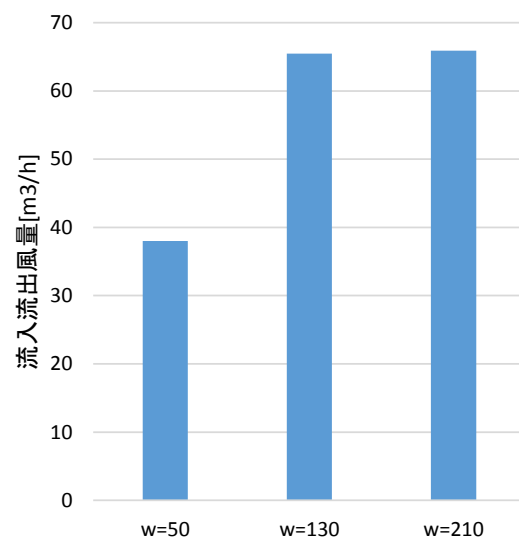


図 5-26 流入流出風量

第 6 章

結論

本章では,これまでの各章を総括し,得られた知見をまとめるとともに,今後の課題を示す.

第 1 章

研究の背景と目的,既往の研究についてまとめた.ブラインドを有する開口部の熱性能については放射の他に対流による熱の移動が影響する.この対流による熱移動は室内空気とガラス,ブラインド周りでの空気の移動によるものであり,様々なモデル化が行われてきた.このモデル化には煙突効果による空気の流れが仮定された,換気回路網的な手法が用いられてきた.関連規格の ISO15099 においても,同様の手法が用いられている.既往の研究の実験では,実験値と計算値で差異が生じた.

第 2 章

試験体と CFD 解析の概要をまとめた.また,自然対流場の CFD 解析について対流項離散化スキームの方法を検討した.単純モデルケースでの試験体妥当性の確認として,ブラインドをアルミパネルに置き換えた平行平板モデルでの実験と CFD 解析を行った.その結果,中央断面の風速分布は DNS と概ね一致しており,試験体と解析の妥当性が確認された.CFD 解析については kOmegaSST を用いたモデルが最も DNS に近い結果となった.

第 3 章

事前実験として行った温度分布を境界条件とし,CFD 解析を行った.LES と RANS の結果は概ね一致しており,RANS を用いた 2 次元解析での精度が確認できた.また,ブラインドを蛇行しながら上昇する気流性状が確認された.

第 4 章

ガラスの熱性能を仮定し,想定される温度条件から実験と CFD 解析を行った.その結果,ブラインドがガラスに比べて高温の場合には,ブラインドに沿って室内側とガラス側を蛇行する気流が確認された.ガラスがブラインドに比べて高温の場合には,ブラインド下部からガラス-ブラインド間に流入し,上部から流出する気流が確認された.ガラスとブラインドがほぼ等温の場合には,ガラスとブラインドの両方で上昇する気流が確認された.

第 5 章

CFD 解析によるケーススタディを行った.スラット角度を変更した場合には,開口の大きさとガラス-ブラインド間と室内の流入流量風量に相関が見られた.温度差を変えた場合には,温度差が大きくなるにつれて,流入流出風量は小さくなる傾向があった.これは室内側下部からブラインドに向かってきた気流がガラス-ブラインド間へ流入する前にブラインドに沿って上昇してしまったためだと考えられる.ガラス-ブラインド間の距離を変更した場合

には,距離が長くなるにつれて流入流出風量は小さくなった.これはブラインドを沿って上昇する蛇行の幅が大きくなったためだと考えられる.

今後の課題

ガラス・ブラインドの温度差,スラット角度など各種パラメーターを変更した実験を行う必要がある.CFD 解析については,放射・対流を連成した解析が必要である.

また,熱負荷計算モデルなどで用いるマクロモデルへの適応を考えると窓まわりと室の条件を現実的な設定で行い,各種パラメーターと熱・気流性状にどのような関係があるのか把握する必要がある.

本研究で用いた参考文献

- 1). 建築環境・省エネルギー機構：平成 25 年省エネルギー基準に準拠した算定・判断の方法及び解説（I 非住宅建築物）第二版, pp513-546
- 2). ISO 15099 : Thermal performance of windows, doors and shading devices — Detailed calculations
- 3). 木村幸一郎, 木村建一：ルーバーの遮熱的性質に関する研究, 日本建築学会論文報告集, pp59-64, 1959
- 4). 木村建一：ヴェネシャンブラインドの遮熱効果検討の一方法, 日本建築学会研究報告, pp301-304, 1960
- 5). Parmelee, G.V. & Aubel, W.W. : The Shading of Sunlit Glass – An Analysis of the Effect of Uniformly Spaced Flat Opaque Slats, A.S.H.A.V.E Transactions, 1952
- 6). 木村建一：内側ヴェネシャンブラインドの伝熱機構簡略化のための実験, 日本建築学会論文報告集 号外 学術講演要旨集 , pp491, 1967
- 7). 井上宇市, 田辺四郎, 田中辰明, 宮川保之：ヴェネシャンブラインドのある窓からの年間日射熱取得, 日本建築学会関東支部第 39 回学術研究発表会学術研究発表会梗概集, pp205-208, 1968
- 8). 林徹夫, 片山忠久, 浦野良美, 渡辺俊行, 塩月義隆：ブラインドを含む窓面の伝熱機構の定式化, 日本建築学会研究報告. 九州支部. 2, 環境系, pp121-124, 1988
- 9). 武政祐一, 倉渕隆, 深川裕嗣, 加藤正宏：CFD を用いた室内ブラインドの熱伝達に関する研究：低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ 二方程式モデルによる対流熱伝達率の予測, 日本建築学会環境系論文集, pp35-42, 2006
- 10). 勝亦俊, 西川祥子, 佐久間英二, 木下泰斗, 二宮 秀與二宮：グレーディング複合体の熱性能計算法に関する研究 その 1~2, 日本建築学会大会学術講演梗概集, D-2, 2013
- 11). 勝亦俊, 西川祥子, 佐久間英二, 木下泰斗, 二宮 秀與二宮：グレーディング複合体の熱性能計算法に関する研究 その 3~4, 日本建築学会大会学術講演梗概集, D-2, 2014
- 12). 石倉昌幸, 林徹夫, 片山忠久, 谷本潤, 萩島 理：ブラインドを含む窓面伝熱機構の解析 その 7 放射と換気の達成シミュレーション, 日本建築学会大会学術講演梗概集, D-2, pp1-2, 1999
- 13). 稲沼實, 石野久彌：窓面に入射する日射熱移動に関する研究 その 1 横型ブラインドのある窓の日射遮蔽係数算定時の日射熱移動モデル式の同定, 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集, pp1253-1256, 1999
- 14). 稲沼實, 石野久彌：屋内用横型ブラインドの日射遮蔽係数に関する実験的研究, 日本建築学会計画系論文集, pp85-91, 1999
- 15). 渡辺要編：建築計画原論 III, p200, 丸善, 1978.12
- 16). 幸田章：建築環境工学原論, p49, 彰国社, 1985.4 生井武文, 井上雅弘：粘性流体の力学, 理工学社, 2002

- 17). 保原充, 大宮司久明 : 数値流体力学 基礎と応用, 東京大学出版, 1992
- 18). S.V. パタンカー : コンピュータによる熱移動と流れの数値解析, 森北出版, 1985
- 19). W.P Jones, B.E Launder : The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence, Heat and Mass Transfer, Volume 15, Issue 2, pp 301-314, 1972
- 20). B.E. Launder, B.I.Sharma : Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc, Heat and Mass Transfer, Volume 1, Issue 2, pp131-137, 1974
- 21). F.S. Lien, W.L. Chen, M.A. Leschziner : Low-Reynolds-Number Eddy-Viscosity Modelling Based on Non-Linear Stress-Strain/Vorticity Relations, In:Proc. of the 3rd Symposium. On Engineering Turbulence Modelling and Experiments, pp 91-100, 1976
- 22). Menter, F.R., Kuntz, M., Langtry, R.: Ten years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model, Turbulence, Heat and Mass Transfer4, ed: Hanjalic, K., Nagano, Y., Tummers, M., Begell House, Inc., pp625-635, 2003.
- 23). Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W. H. : A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model, Physics of Fluids A, Vol. 3, No. 7, pp. 1760-1765, 1991
- 24). Lilly, D. K. : A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Method, Physics of Fluids A, Vol. 4, No. 3, pp. 633-635, 1992
- 25). 小野浩己, 酒井孝司, 加治屋亮一 : Dynamic LES モデルを用いた弱い自然対流流れ場の数値計算 各種LESモデルの精度検証と格子依存性の検討, 空気調和衛生工学会論文集, pp29-38, 2012
- 26). Kiš, P. and Herwig, H.: Natural convection in a vertical plane channel: DNS results for high Grashof numbers, Heat and Mass Transfer/Wärme- und Stoffübertragung, 50 (7), 957-972, 2014.
- 27). Kiš, P. and Herwig, H.: The near wall physics and wall functions for turbulent natural convection, Int. J. Heat and Mass Transfer, 55, 2625-2635, 2012.
- 28). DNS database : <http://www.tuhh.de/tt/dnsdatabase/dbindex.en.html> (閲覧日 2016.1.24)

謝辞

本研究を進めるに当たって、指導教官としてご指導いただいた永田明寛教授に多大なる感謝の意を表します。解析、実験がなかなか上手くいかないときにも正しい方向へ導くアドバイスを多数いただきました。また、本研究は日本板硝子株式会社と株式会社ニチベイとの共同研究で行った。実験において勝亦俊様(ニチベイ)、西川祥子様(日本板硝子)に多大なるご協力いただきました。また、佐久間英二様(ニチベイ)、木下泰斗様(日本板硝子)には、研究を進めるに当たり多くの有益なアドバイスをいただきました。

また、CFD 解析については、数ヶ月に1度開かれる流体の勉強会(流れの会)でご指導いただいた、明治大学 酒井孝司教授、神奈川大学 岩本静男教授、東京理科大学 倉淵隆教授の諸先生方には厚く御礼を申し上げます。また、新菱冷熱工業 植田俊克様、深田賢様、日建設計総合研究所 久保隆太郎様、OCAEL 今野雅様、そして、流れの会の幹事でもある電力中央研究所 小野様には流れの会において様々なアドバイスをいただきました。特に今野様と小野様には OpenFOAM について様々なご質問に応えていただきました。皆様に感謝の意を表します。

また、実験については学部4年生の神山輝くんの協力なしでは進めることはできませんでした。同期の北澤賢くんは CFD 解析を先に始めていたこともあり、研究初期段階において OpenFOAM についてアドバイスをいただきました。また、同時期に研究室に所属した先輩方・後輩に深く感謝いたします。3年間という短い間でしたが、永田研究室で学んだことは一生忘れず、これからも精進していきます。